

Физические принципы фильтрации и устройство фильтров терагерцового излучения

А.К. Кавеев, Г.И. Кропотов

Рассмотрены основные физические принципы функционирования фильтров терагерцового излучения. Представлены основные типы фильтров: на основе поглощающих/рассеивающих материалов, метаматериалов (частотно-селективных поверхностей), интерференционные, поляризационные и ряд других. Описаны базовые принципы расчёта пропускания фильтров на основе матричных методов, а также решения уравнений Максвелла. Перечислены сферы применения ТГц-фильтров.

Ключевые слова: ТГц, отрезающие фильтры, фильтры высоких частот, полосовые фильтры, вырезающие фильтры, поглощение, метаматериалы, частотно-селективная поверхность

PACS numbers: 07.57.–с, 42.25.Ja, 42.81.Gs

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.11.040059>

Содержание

1. Введение (182).
 2. Основные физические принципы фильтрации ТГц-излучения (183).
 - 2.1. Фильтрация ТГц-излучения в поглощающих слоях.
 - 2.2. Фильтрация ТГц-излучения с помощью метаматериалов.
 3. ТГц-фильтры на основе поглощающих материалов (189).
 - 3.1. Спектральные исследования материалов для изготовления ТГц-отрезающих фильтров.
 - 3.2. Отрезающие фильтры.
 4. ТГц-фильтры на основе метаматериалов (191).
 - 4.1. Геометрии и эквивалентные схемы ЧСП, применяемых в качестве реальных ТГц-фильтров.
 - 4.2. Вырезающие ТГц-фильтры.
 - 4.3. Фильтры на основе резонансного переключения фото-возбуждением.
 - 4.4. Отрезающие ТГц-фильтры высоких частот.
 - 4.5. Технологии изготовления метаматериалов для ТГц-фильтров и других пассивных оптических элементов на основе ЧСП.
 5. Поляризационные ТГц-фильтры (198).
 6. Плазмонные ТГц-фильтры (199).
 7. Экзотические варианты ТГц-фильтров (199).
 8. Заключение (201).
- Список литературы (202).

1. Введение

Терагерцовый частотный диапазон (100 ГГц–10 ТГц) занимает существенную часть спектра электромагнитного излучения, располагаясь между микроволновой

радиочастотной и инфракрасной (ИК) областью спектра. Данный диапазон существенное время оставался малоизученным в силу технологического отставания в отрасли источников и детекторов ТГц-излучения. Этот диапазон привлекателен с точки зрения применимости в области защищённых телекоммуникаций, в области спектроскопии — для определения состава сложных органических соединений, имеющих энергетические положения колебательных и вращательных уровней молекул в ТГц-диапазоне, а также в системах сигнализации и охраны, детектирования наркотических, взрывчатых веществ и оружия [1–7]. Терагерцовое излучение может находить применение в медицине и томографии [4, 8], в области разработок защищённой беспроводной связи на короткие расстояния. Развитие оптоэлектронной техники терагерцового диапазона, происходящее в течение последних двадцати лет, диктует также необходимость развития производства пассивных оптических компонентов для данного диапазона.

Необходимость фильтрации тех или иных поддиапазонов ТГц-излучения либо излучения, находящегося вне ТГц-диапазона, вызвана развитием ТГц-спектроскопии, где требуется работа в строго определённой спектральной области. По этой же причине фильтрация ТГц-излучения необходима в астрономии и астрофизике, а также в ТГц-сенсорике. Наиболее распространённой методикой является терагерцовая спектроскопия во временной области (time-domain spectroscopy, THz-TDS), которая представляет собой, наряду с фурье-спектроскопией, основной инструмент изучения пропускания сред в ТГц-диапазоне. Данная методика используется для изучения оптических характеристик сред, а именно: комплексного показателя преломления, коэффициента поглощения, диэлектрической проницаемости и т.д. [9].

Известно несколько основных типов ТГц-фильтров, действующих на основе различных физических принципов. В основном это фильтры на основе поглощающих и/или рассеивающих материалов, фильтры на основе

А.К. Кавеев^(1,*), Г.И. Кропотов⁽²⁾

⁽¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Российская Федерация

⁽²⁾ ООО "Тидекс", ул. Домостроительная 16, 194292 Санкт-Петербург, Российская Федерация
E-mail: ^(*) kaveev@mail.ioffe.ru

Статья поступила 16 марта 2025 г.,
после доработки 9 ноября 2025 г.

метаматериалов или фотонных кристаллов. Известны и более экзотические подходы, которым также уделено внимание в настоящем обзоре. Традиционными материалами, используемыми для ТГц-фильтрации на основе эффекта поглощения/рассеяния, являются неполярные полимеры, такие как полиэтилен, полипропилен или тефлон, в сочетании с прозрачными в ТГц-области кристаллическими материалами, такими как высокоомный кремний или кристаллический кварц. Каждый из материалов имеет собственную полосу пропускания, а их комбинация даёт необходимые спектральные характеристики. Фильтры на основе метаматериалов изготавливают на основе металлических фольг или массивов повторяющихся металлических рисунков на прозрачной в ТГц-области подложке. В зависимости от конфигурации фильтры рассчитаны на определённый тип фильтрации излучения: с пропусканием определённой полосы частот (полосовой фильтр), вырезанием определённой полосы частот (вырезающий фильтр) или отрезкой частот по левому или правому краю частотного диапазона (отрезающий фильтр).

В настоящем обзоре обсуждаются основные пассивные оптические элементы, осуществляющие фильтрацию ТГц-излучения разного характера: отрезку определённых частотных областей, полосовое пропускание или вырезание определённой полосы частот. В разделе 2 рассмотрены основные физические принципы фильтрации ТГц-излучения, в том числе затронута общая теория распространения излучения в пространственно-периодических структурах. В разделе 3 обсуждаются фильтры на основе поглощающих/рассеивающих материалов. Раздел 4 посвящён фильтрам на основе метаматериалов. В разделе 5 описаны поляризационные, а в разделе 6 — плазмонные ТГц-фильтры. Наконец, в разделе 7 дан обзор ряда экзотических случаев ТГц-фильтрации.

2. Основные физические принципы фильтрации ТГц-излучения

2.1. Фильтрация ТГц-излучения в поглощающих слоях

Большинство материалов непрозрачны в ТГц-области спектра. Поглощение ТГц-излучения связано с передачей энергии излучения материалу. Можно выделить четыре основных механизма энергетических потерь ТГц-излучения при поглощении: 1) поглощение на свободных носителях заряда; 2) поглощение модами решётки материала (фононами) либо поглощение колебательными/вращательными уровнями органических молекул; 3) поглощение за счёт релаксации в полярных диэлектриках; 4) индуцированное беспорядком поглощение в аморфных материалах. Рассмотрим кратко эти четыре пункта.

1. Поглощение на свободных носителях заряда происходит благодаря тому, что наличие свободных носителей в материале приводит к возникновению комплексной проводимости, зависящей от частоты излучения. В свою очередь комплексная проводимость определяет комплексную диэлектрическую проницаемость. Частотная зависимость комплексной проводимости материалов описывается моделью Друде [10]:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau_c} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2\tau_c^2} + i \frac{\sigma_0\omega\tau_c}{1 + \omega^2\tau_c^2}, \quad (1)$$

что позволяет определить комплексную диэлектрическую проницаемость как

$$\begin{aligned} \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' &= \varepsilon_\infty + i \frac{\sigma(\omega)}{\omega} = \varepsilon_\infty + \frac{i\sigma_0}{\omega(1 - i\omega\tau_c)} = \\ &= \left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma_0\tau_c}{1 + \omega^2\tau_c^2} \right) + \frac{i\sigma_0}{\omega(1 + \omega^2\tau_c^2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ε_∞ — диэлектрическая проницаемость в области высоких частот (вещественная), σ_0 — проводимость в постоянном электрическом поле (вещественная), τ_c — время релаксации свободных носителей. На рисунке 1а приведён пример характерной частотной зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления в модели Друде. Из рисунка 1а видно, что поглощение в среде возрастает с увеличением проводимости данной среды. Поэтому прозрачные в ТГц-области материалы должны иметь высокое сопротивление. Также из рис. 1а видно, что поглощение на свободных носителях — это механизм поглощения ТГц-излучения, при котором поглощение уменьшается с возрастанием частоты излучения. Другие механизмы не дают такой зависимости.

В работе [11] приведены примеры экспериментально измеренных частотных зависимостей коэффициента поглощения и показателя преломления кремния и их сопоставление с моделью Друде, показано хорошее совпадение. Высокоомный кремний, полученный методом зонной плавки, является одним из наиболее часто применяемых материалов, прозрачных в ТГц-диапазоне.

2. Резонансное поглощение ТГц-излучения фононами происходит при совпадении частоты падающего излучения с собственными колебательными частотами кристаллической решётки. При этом узкие линии фононного поглощения можно наблюдать только в кристаллах. На рисунке 1б приведена частотная зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления для GaSe [12]. Как видно из рисунка, на определённых частотах поглощение материала резко возрастает, при этом что частотная зависимость показателя преломления имеет выраженную особенность на данных частотах.

Более широкие линии фононного поглощения, так называемые полосы Reststrahlen, представляющие собой суперпозиции близкорасположенных узких линий, могут наблюдаться как в кристаллических, так и в аморфных материалах. На частотах, соответствующих этим полосам, материал полностью непрозрачен. Материалы, прозрачные в ТГц-диапазоне, должны иметь линии фононного поглощения вне интересующей области ТГц-излучения. Наличие полосы Reststrahlen свидетельствует о ионной поляризуемости, поэтому в материалах, в которых присутствует такая полоса, показатель преломления практически всегда имеет более высокое значение на частотах ниже данной полосы, чем на частотах выше её. На частотах выше этой полосы в вещественную часть диэлектрической проницаемости вносит вклад только электронная поляризуемость, тогда как на частотах ниже этой полосы проявляется вклад и электронной, и ионной поляризуемости. Вещественная часть описывается уравнением Клаузиуса – Москотти:

$$\frac{\varepsilon' - 1}{\varepsilon' + 1} = \frac{Np}{3\varepsilon_0}, \quad (3)$$

где p — поляризуемость материала, N — число атомов или молекул на единицу объёма, ε_0 — диэлектрическая

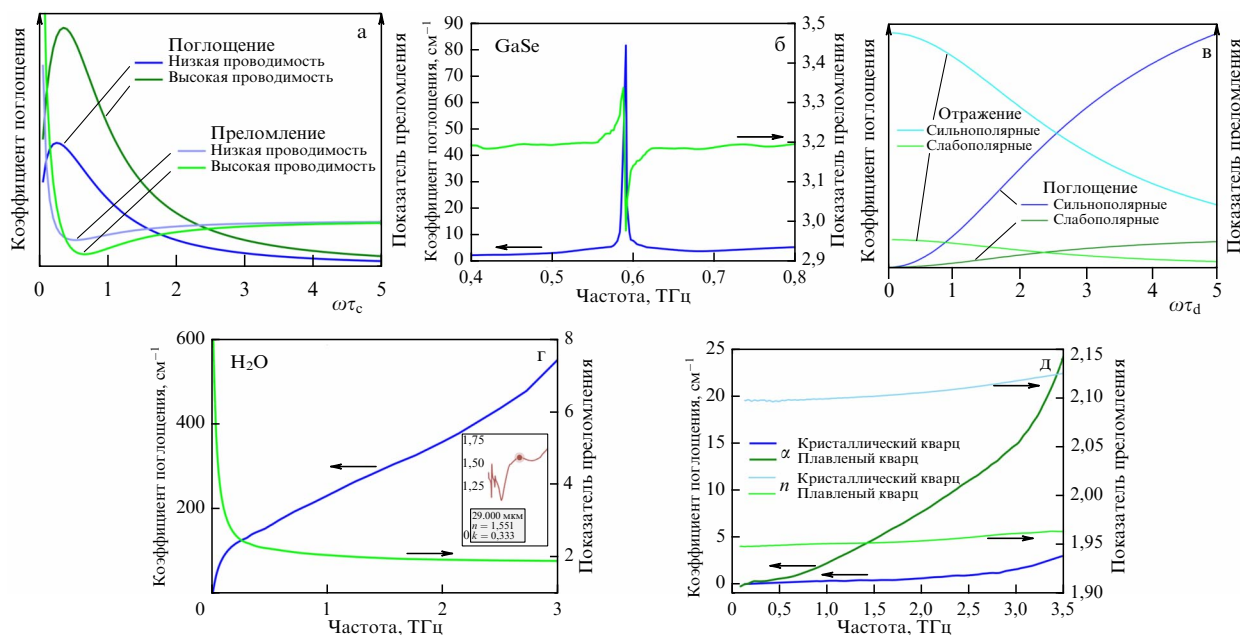


Рис. 1. (а) Характерная частотная зависимость коэффициентов поглощения и показателя преломления в модели Друде. (б) Пример данной зависимости для GaSe. (в) Общий характер данной зависимости для сильно- и слабополярных материалов. Пример данной зависимости для воды (г, на вставке — максимум коэффициента преломления воды на границе ТГц-диапазона) и для кристаллического и плавленого кварца (д) в ТГц-диапазоне.

проницаемость вакуума. Таким образом, в материалах с полосой Reststrahlen величина показателя преломления на ТГц-частотах выше, чем, например, на частотах видимого диапазона. Поглощение ТГц-излучения в результате возбуждения колебательных и/или вращательных энергетических уровней органических молекул представляет иной механизм поглощения. Уникальный вид спектров поглощения для каждого материала в данном случае позволяет создать базу характеризующих спектров (fingerprints) для данного класса материалов.

3. Поглощение за счёт релаксации в полярных диэлектриках имеет место в материалах, в которых имеются поляризуемые химические связи. При взаимодействии переменного электромагнитного поля ТГц-излучения с этими связями происходит разделение зарядов и создаются осциллирующие диполи. На низких частотах осцилляции диполей не препятствуют прохождению ТГц-излучения через материал, тогда как на более высоких частотах осцилляции диполей затруднены межмолекулярным взаимодействием. Последнее приводит к возникновению задержки отклика на воздействие излучения и, соответственно, возникновению поглощения. Таким образом, прозрачные в ТГц-области диэлектрические материалы не должны быть полярными.

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости, возникающая из-за временной задержки отклика диполей, определяется из модели Дебая [10]:

$$\varepsilon = \left(\varepsilon(\infty) + \frac{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)}{1 + \omega^2 \tau_d^2} \right) + i \left(\frac{(\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)) \omega \tau_d}{1 + \omega^2 \tau_d^2} \right), \quad (4)$$

где $\varepsilon(0)$ — диэлектрическая проницаемость при постоянном электрическом поле, $\varepsilon(\infty)$ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, τ_d — время отклика диполя. В полярных материалах величина $\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)$

достаточно велика. На рисунке 1в приведена иллюстрация частотной зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления для сильно- и слабополярных материалов, а на рис. 1г — поведение этих величин для воды [13].

Поглощение возрастает при возрастании как величины $\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)$, так и τ_d . Также видно, что поглощение возрастает с ростом частоты, тогда как величина показателя преломления падает.

4. Индуцированное беспорядком поглощение имеет место в любых аморфных материалах. Спектры поглощения таких материалов не имеют каких-либо выраженных особенностей, величина поглощения при этом возрастает с увеличением частоты в силу наличия континуума решёточных фононных мод. Частотная зависимость коэффициента поглощения α определяется эмпирическим выражением $\alpha(\omega)n(\omega) = K\omega^\beta$, где K — не зависящий от материала коэффициент, $\beta \sim 2$. Появление каких-либо спектральных особенностей будет свидетельствовать о кристалличности материала. Материалы, прозрачные в ТГц-диапазоне, скорее будут кристаллическими, чем аморфными. В качестве примера на рис. 1д приведена частотная зависимость коэффициента поглощения и показателя преломления кристаллического и плавленого кварца в области 0–3,5 ТГц [14]. Из рисунка 1д видно, что коэффициент поглощения плавленого кварца существенно больше, а его показатель преломления, напротив, меньше.

Рассмотренные четыре механизма поглощения ТГц-излучения определяют возможность создания отрезающих фильтров поглощающего типа в ТГц-области путём подбора материалов с требуемыми полосами поглощения или их сочетаний. Помимо поглощения, в ТГц-фильтрации используется также фактор рассеяния, имеющий место в неомогенных материалах, таких как пористые материалы, порошки и спрессованные из них

пеллеты, материалы с шероховатой поверхностью, а также текстурированные материалы. В частности, тефлон с различным размером пор в нём (линейка материалов Zitex [15]), а также чёрный полиэтилен с рассеивающими центрами в виде микрочастиц углерода применяются в ООО "Тидекс" для изготовления линейки отрезающих фильтров [16]. На величину рассеяния излучения с конкретной длиной волны также может влиять размер рассеивающих центров или пор. В общем случае спектроскопически разрешить, связан ли характер потерь в материале с поглощением или рассеянием, затруднительно, если край зоны поглощения не имеет особенностей. В качестве примера анализа спектрального поведения пористых материалов в ТГц-диапазоне можно привести работу [17], где анализируется пропускание полиэтилена с внедрёнными частицами сахарозы различного диаметра. В работе [18] также показан возрастающий характер коэффициента поглощения для ряда порошковых материалов в ТГц-области.

2.2. Фильтрация ТГц-излучения с помощью метаматериалов

Метаматериалы представляют собой искусственные среды — композиции из упорядоченных элементов субволнового размера. Идея создания и развития метаматериалов была впервые упомянута в работах американской корпорации Bell Labs [19–22], а дальнейшее развитие данной идеи, нашедшее применение в области фильтрации ИК- и ТГц-излучения, развито в работах [23, 24] по снижению плазменной частоты в металлических проводах и созданию искусственного магнитного отклика с помощью металлических разрезных кольцевых резонаторов (split ring resonators) [25]. Первая демонстрация необычных свойств метаматериалов на микроволновых частотах была проведена в работах [26, 27], где использовалась комбинация металлических проводов плазмонного типа и массива разрезных кольцевых резонаторов для создания отрицательных диэлектрической и магнитной проницаемостей ϵ и μ . Было показано, что в таких средах имеет место отрицательный показатель преломления. Материалы с отрицательными значениями ϵ и μ впервые были предсказаны более 40 лет назад в работе [28], но эти вещества не были обнаружены в природе. Интерес к экзотическим свойствам метаматериалов привёл к открытию сверхвысокого разрешения в оптической визуализации, почти идеальному поглощению излучения, электромагнитной невидимости (cloaking) [29–42] и развитию трансформационной оптики [43–53]. Потенциальные области применения метаматериалов также включают разработку фильтров электромагнитного излучения, медицинских устройств, аэрокосмические приложения, датчики и сенсоры [54–56], создание суперпризм [57] и суперлинз [58–67], в том числе для ТГц-диапазона, позволяющих получать изображение объекта ниже дифракционного предела. В качестве обзоров по метаматериалам можно привести статьи [68–71].

ТГц-метаматериалы представляют собой композитные сборки из нескольких элементов, изготовленных из таких материалов, как металлы или пластик. Благодаря возможности подбора геометрических параметров ТГц-метаматериалов приборы на их основе играют важную роль в решении проблемы освоения ТГц-диапазона. С

их использованием были созданы ТГц-модуляторы и фильтры. В данном разделе описано применение метаматериалов в качестве фильтров ТГц-излучения.

2.2.1. Понятие частотно-селективной поверхности. Важное значение в области создания метаматериалов имеет понятие так называемой частотно-селективной поверхности (ЧСП, frequency selective surface). В случае плоской электромагнитной волны, приходящей слева на металлическую плоскую поверхность при нормальном падении, вектор электрического поля E источника лежит в той же плоскости. Часть энергии волны преобразуется в кинетическую энергию колебаний электронов в металле. Если вся энергия волны передаётся электронам, то коэффициент пропускания такой поверхности будет равен нулю. Если же имеется выделенное направление (бесконечно тонкий "провод") в плоскости металла, также ортогональное вектору E падающей плоской волны, то электрон будет ограничен движением вдоль этого провода и не будет приобретать кинетическую энергию за счёт поглощения падающей электромагнитной волны, оставаясь для неё "невидимым". При этом волна полностью пройдёт через металлическую пластину. Та часть энергии волны, которая передаётся электрону, приводит к его осцилляциям. Осциллирующий электрон в свою очередь представляет собой дипольный источник электромагнитного излучения, распространяющегося по обе стороны от плоскости. При этом излучение электрона, испускаемое в правую сторону, деструктивно интерферирует с прошедшей через плоскость волной, что приводит к подавлению электрического поля справа от плоскости. Дипольное излучение, испускаемое влево, представляет собой отражённую волну, что определяет основной механизм функционирования плоскости с выделенным направлением (в случае если коэффициент отражения зависит от длины падающей волны) в качестве ТГц-фильтра: если большая часть энергии падающей волны переизлучается электронами, то возникающее излучение подавляет прошедшее, в результате чего коэффициент пропускания ЧСП становится низким. В данном случае электроны также будут переизлучать влево, что приводит к возникновению отражённой волны. Если же переизлучается только небольшая часть энергии падающей волны, такого подавления не происходит и коэффициент пропускания будет высоким.

В общем случае пропускание через ЧСП является функцией частоты, т.е. электроны в металле будут поглощать и переизлучать некоторые длины волн с большей эффективностью, чем другие. Форма кривой пропускания зависит от рисунка на металлической ЧСП (конфигурации ЧСП), поэтому расчёт различных конфигураций рисунков необходим для получения ЧСП с различными спектрами пропускания. Например, конструкции на основе кольцевого резонатора с разрезным кольцом подходят для метаматериалов для микроволнового [72, 73], ТГц [74–94] и инфракрасного [95] диапазонов, дальнейшему увеличению их резонансной частоты препятствует увеличение потерь в металле [96].

На рисунке 2 в качестве примера приведены две конструкции металлических элементарных ячеек, обычно используемых в ТГц-метаматериалах [97]. Они периодически структурированы в двух измерениях (2D) на плоской поверхности диэлектрической подложки. Ёмкост-

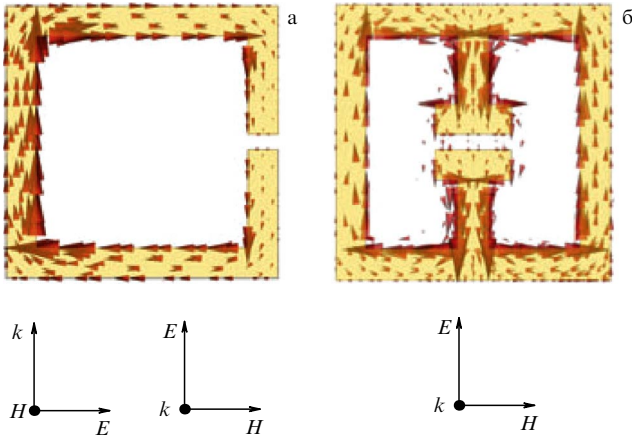


Рис. 2. Примеры элементарных ячеек метаматериалов ТГц-диапазона. (а) Одиночный разрезной кольцевой резонатор. (б) Электрический разрезной кольцевой резонатор (заимствовано из [97]).

ный кольцевой зазор разрезного резонатора обеспечивает связность электрического поля, в то время как магнитное поле индуктивно связывается с кольцевым контуром в целом. Вместе они создают фундаментальный резонансный отклик, аналогичный LC -резонатору. Одиночный разрезной кольцевой резонатор на рис. 2а обеспечивает связь как с электрическими, так и с магнитными полями падающих электромагнитных волн, в то время как структура на рис. 2б позволяет связываться только с электрическим полем, тем самым вызывая чисто электрический отклик. В [81] описана возможность усиления колебательных мод в зависимости от геометрии разрезного резонатора. Далее рассмотрим ТГц-фильтрацию с помощью ЧСП.

2.2.2. Матричный метод расчёта ЧСП. Для определения пропускания и отражения ЧСП используется матричный метод. Заданной ЧСП сопоставляется так называемая T -матрица, или каскадная матрица, которая зависит только от проводимости эквивалентной схемы ЧСП, представляющей собой четырёхполюсник с характеристической комплексной проводимостью (адмиттансом) Y . В рассмотрение вводятся комплексные амплитуды входящей и исходящей волн по обе стороны ЧСП. Амплитуды волн a_1 (падающая волна) и b_1 (отражённая волна) с левой стороны связаны с амплитудами волн a_2 (падающая волна) и b_2 (прошедшая волна) с правой стороны следующей матрицей:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Если предположить, что $a_2 = 0$, отношение амплитуд отражённой и входящей волн равно

$$r = \frac{b_1}{a_1} = \frac{T_{12}}{T_{22}}, \quad (6)$$

а комплексное отношение амплитуд прошедшей волны и падающей с левой стороны волны равно

$$t = \frac{b_2}{a_1} = \frac{1}{T_{22}}. \quad (7)$$

Не следует путать T -матрицу с S -матрицей (матрицей рассеяния)

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix},$$

где b_1 и b_2 — амплитуды отражённых слева и справа, а a_1 и a_2 — амплитуды падающих слева и справа волн, и в данном случае применимы известные формулы для коэффициентов отражения и пропускания $r = b_1/a_1 = S_{11}$, а $t = b_2/a_1 = S_{21}$ (при $a_2 = 0$). S -матрица описывает многопортовое устройство через амплитуды падающих (входящих) и отражённых (выходящих) волн в его портах. Однако эта матрица неудобна для анализа схем, состоящих из каскадно соединённых четырёхполюсников. Именно поэтому удобнее вводить T -матрицы, которые при анализе каскадно соединённых четырёхполюсников (в нашем случае металлических сеток) перемножаются, в отличие от S -матриц.

Для расчёта коэффициентов отражения (R) и пропускания (T) необходимо рассчитать квадрат модуля выражений (6) и (7). Для этого необходимо найти соответствующие матричные элементы T_{ij} , введя адмиттанс эквивалентной схемы Y . Результат для отдельно стоящей металлической сетки будет следующим [98]:

$$T = \begin{pmatrix} -\frac{Y(f)}{2} + 1 & -\frac{Y(f)}{2} \\ \frac{Y(f)}{2} & \frac{Y(f)}{2} + 1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Поскольку проводимость Y сама по себе зависит от частоты $f = \omega/2\pi$, пропускание и отражение также будут функциями частоты. Формулу для проводимости заданной ЧСП можно определить эмпирически. Таким образом проводится расчёт одноэлементных отдельно стоящих ЧСП (например, фильтров) при нормальном угле падения. Необходимо также анализировать многоэлементные фильтры, фильтры, которые лежат на подложках, и фильтры при неортогональном падении излучения. Каждое из этих обобщений требует внесения изменений в приведённые выше формулы и подробно описано в работах [99, 100]. В частности, для многокомпонентной системы ЧСП определим обратные матрицы для T_i как T'_i . Если ряд элементов $M_1, M_2, M_3, \dots$ имеет матрицы $T'_1, T'_2, T'_3, \dots$, то можно найти матрицу, соответствующую многоэлементной системе, перемножив их индивидуальные матрицы: $T'_{\text{total}} = \dots T'_3 T'_2 T'_1$. Матрица T_1 идёт последней в приведённой выше формуле, поскольку она соответствует первому элементу, на который падает волна. Определим матрицу пропускания, описывающую изменение фазы волны по мере её распространения между отдельными ЧСП с учётом показателя преломления:

$$T_n = \begin{pmatrix} e^{-2\pi i f d n/c} e^{-\alpha d} & 0 \\ 0 & e^{2\pi i f d n/c} e^{-\alpha d} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где d — расстояние между последовательными ЧСП. Множитель $e^{-\alpha d}$ учитывает потери в среде, где α — коэффициент поглощения, имеющий размерность обратной длины. Матрица, соответствующая полной системе, состоящей из нескольких ЧСП, разделённых промежу-

ками d , будет равна:

$$T'_{\text{total}} = \dots T'_3 T_{32} T'_2 T_{21} T'_1. \quad (10)$$

Коэффициенты пропускания и отражения системы получаются с использованием формул (6) и (7), где T_{ij} теперь являются элементами полной матрицы рассеяния T_{total} .

Приведённые выше формулы применимы только к отдельно стоящим ЧСП, таким как металлические сетки. Фактически же сетки часто формируются на подложках, поэтому следует описать вид матрицы в случае металлической сетки на границе двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 . В этом случае матрица отдельной ЧСП (в частности, играющей роль фильтра) имеет вид

$$T_{n_1 n_2} = \frac{1}{2n_1} \begin{pmatrix} -Y + (n_1 + n_2) & -Y + (n_1 - n_2) \\ Y + (n_1 - n_2) & Y + (n_1 + n_2) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Такой результат получен в теории линий передачи [99, 100] в предположении, что элемент схемы находится на стыке двух линий передачи с характеристическими адмиттансами $Y_1 = n_1$ и $Y_2 = n_2$. В общем случае для ЧСП между двумя средами с показателями преломления n_1 и n_2 будет справедливо соотношение для увеличения резонансной длины волны $\lambda_{\text{res}} \rightarrow \lambda_{\text{res}}[(n_1^2 + n_2^2)/2]^{1/2}$, которое, очевидно, сводится к исходной форме при $n_1 = n_2 = 1$. То есть резонансная длина волны излучения, входящего в систему из вакуума, увеличивается. Поскольку формула для проводимости фильтров, например перекрёстно-сетчатых, содержит члены, являющиеся функциями λ_{res} , следует изменить формулы для проводимости в данном случае.

Если волна падает на ЧСП нормально, вектор поляризации всегда будет лежать в плоскости ЧСП. Если же падение происходит с отклонением от нормали, вектор электрического поля может как быть, так и не быть в плоскости ЧСП в зависимости от поляризации падающей волны. То есть могут существовать два ортогональных состояния поляризации: в плоскости (р-поляризация) и вне плоскости (s-поляризация) ЧСП. Вектор поляризации в случае р-поляризации находится в плоскости ЧСП, в то время как вектор поляризации в случае s-поляризации имеет нормальную и тангенциальную компоненты. Нормальная компонента электрического поля не может индуцировать поверхностные токи, поскольку электроны ограничены движением только в двух измерениях. Это означает, что нормальная компонента поля не сможет передавать энергию электронам и, следовательно, полностью пройдёт через ЧСП. Таким образом, коэффициенты отражения и пропускания s- и р-поляризаций будут разными, и их необходимо отслеживать по отдельности. Если волна падает на ЧСП под некоторым углом ϑ , то для адмиттансов s- и р-поляризации будет верно:

$$Y_S = Y \cos \vartheta, \quad Y_P = \frac{Y}{\cos \vartheta}. \quad (12)$$

Вывод этих двух соотношений следует из разложения падающей волны на моды волновода и использования теории волноводов для определения эффективной проводимости [99–101]. Далее необходимо расширить матрицу 2×2 до матрицы 4×4 , которая включает четыре подматрицы 2×2 . Диагональные подматрицы представ-

ляют собой матрицы для двух поляризаций, в то время как недиагональные подматрицы являются нулевыми:

$$T_{n_1 n_2} = \frac{1}{2n_1} \times \begin{pmatrix} -Y_S + (n_1 + n_2) & -Y_S + (n_1 - n_2) & 0 & 0 \\ Y_S + (n_1 - n_2) & Y_S + (n_1 + n_2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -Y_P + (n_1 + n_2) & -Y_P + (n_1 - n_2) \\ 0 & 0 & Y_P + (n_1 - n_2) & Y_P + (n_1 + n_2) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где Y_S и Y_P определяются формулами (12). Коэффициент пропускания для s-поляризации определяется обратной величиной элемента (2,2), в то время как коэффициент пропускания для р-поляризации определяется обратной величиной элемента (4,4). Общий коэффициент пропускания будет линейной комбинацией коэффициентов, соответствующих двум состояниям поляризации:

$$T_{\text{total}} = (\sin \vartheta_p)^2 T_S + (\cos \vartheta_p)^2 T_P, \quad (14)$$

где ϑ_p — угол поляризации, т.е. угол между электрическим полем электромагнитной волны и направлением в плоскости, перпендикулярным вектору k .

Конкретные эквивалентные схемы для практически применяемых ЧСП рассмотрены далее в разделе 4.1. Более подробно теория ЧСП изложена, например, в [98, 101]. Подробное изложение теории расчёта ЧСП с привлечением матричных методов приведено в книгах [99, 100] и работе [102].

2.2.3. Фундаментальная теория пространственно-периодических структур.

В данном разделе приводится обобщённый подход к расчёту пропускания пространственно-периодических структур. Существуют два типа задач, включающих пространственно-периодические структуры: 1) задачи рассеяния; 2) задачи поиска собственных значений (или дисперсионные). В первом случае исследуется рассеянное поле, возникающее под воздействием падающей плоской волны на однократно или двукратно периодическую открытую структуру. Во втором случае (при отсутствии источников электромагнитных волн) изучаются дисперсионные кривые периодической структуры (т.е. графики постоянной(ых) Флоке в зависимости от частоты). В предположении, что периодическая структура имеет бесконечное число периодов, применяется теорема Флоке: для заданного режима распространения на заданной постоянной частоте электрическое и магнитное поля в одном поперечном сечении отличаются от полей на расстоянии периода только на комплексную константу. При рассмотрении однократной периодической структуры предполагается, что она бесконечна и однородна в направлении y , т.е. двумерна. Из теоремы Флоке следует, что поле $\mathbf{F}$ (т.е. $\mathbf{E}$ или $\mathbf{H}$) удовлетворяет уравнению:

$$\mathbf{F}(x, y, z + D_z) = \mathbf{F}(x, y, z) \exp(-\gamma_z D_z), \quad (15)$$

где γ_z — постоянная Флоке, D_z — период структуры в направлении z . Следовательно, поле в периодической структуре можно описать как

$$\mathbf{F}(x, y, z) = \mathbf{F}_p(x, y, z) \exp(-\gamma_z z), \quad (16)$$

где $\mathbf{F}_p$ обозначает периодическую часть поля. Поскольку $\mathbf{F}_p$ можно представить рядом Фурье, $\mathbf{F}$ записывается

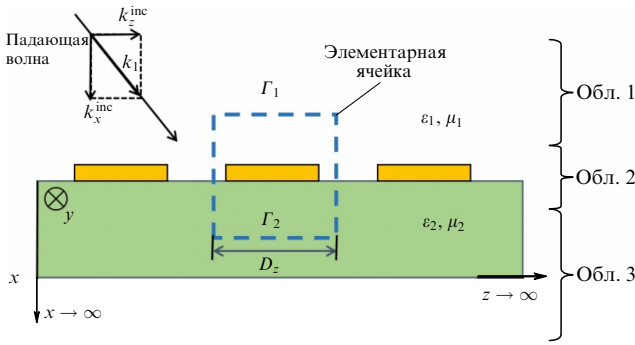


Рис. 3. Открытая двумерная однократно периодическая структура. Элементарная ячейка показана штриховой линией. Структура бесконечна и однородна вдоль направления y . Элементарная ячейка структуры ограничена вдоль направления x двумя горизонтальными границами.

как

$$F(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n(x, y) \exp \left[-\left(\gamma_z + \frac{2\pi n}{D_z} \right) z \right]. \quad (17)$$

Каждый из членов ряда (17) называется пространственной гармоникой. Для задач рассеяния при условии, что падающая плоская волна не ослабляется и не усиливается в направлении периодичности (т.е. нет потерь или усиления в области 1 на рис. 3), справедливо комплексное соотношение $\gamma_z = i\beta_z$, где β_z — вещественная переменная. Следовательно, каждая гармоника имеет компоненту волнового вектора в направлении периодичности, заданную как $\beta_{zn} = \beta_z + 2\pi n/D_z$. Кроме того, в направлении периодичности постоянная Флоке равна компоненте волнового вектора падающей плоской волны. Покажем это, рассмотрев двумерную однократно периодическую структуру (см. рис. 3). Предполагается, что падающая плоская волна имеет вид

$$F^{\text{inc}} = A^{\text{inc}} \exp(ik_x^{\text{inc}} x) \exp(-ik_z^{\text{inc}} z). \quad (18)$$

Плоская волна является периодической функцией вдоль направления z , и когда она взаимодействует с периодической структурой периода D_z , она создает рассеянное поле F^{sc} , которое также является периодическим с периодом D_z . Рассеянное поле в областях 1 и 3 на рис. 3 представлено суперпозицией распространяющихся и исчезающих пространственных гармоник, которые являются плоскими волнами для двумерных однократно периодических структур и волнами ТЕ/ТМ для трёхмерных дважды периодических структур.

Таким образом, суммарное поле в областях 1 и 3 на рис. 3, в области 1 составляет

$$\begin{aligned} F^{\text{up}} &= F^{\text{inc}} + F_p^{\text{sc}} \exp(-ik_z^{\text{up}} z) = \\ &= A^{\text{inc}} \exp(ik_x^{\text{inc}} x) \exp(-ik_z^{\text{inc}} z) + \\ &+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp(-ik_x n_x) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{D_x} z\right) \exp(-ik_z^{\text{up}} z), \end{aligned} \quad (19)$$

а в области 3 составляет

$$\begin{aligned} F^{\text{low}} &= F_p^{\text{sc}} \exp(-ik_z^{\text{low}} z) = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \exp(ik_x n_x) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{D_x} z\right) \exp(-ik_z^{\text{low}} z), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\exp(-ik_z^{\text{up}} z)$, $\exp(-ik_z^{\text{low}} z)$ — комплексные фазовые множители Флоке в верхней (т.е. 1) и нижней (т.е. 3) областях соответственно. В области 2 поле выражается как $F = F_p(x, z) \exp(-\gamma_z z)$. Из непрерывности тангенциального поля на границе раздела Γ_1 (при $x = x_{12}$) следует

$$\begin{aligned} &[A^{\text{inc}} \exp(ik_x^{\text{inc}} x_{12})] \exp(-ik_z^{\text{inc}} z) + \\ &+ \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n \exp(-ik_{xn} x_{12}) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{D_x} z\right) \right] \exp(-ik_z^{\text{up}} z) = \\ &= [F_p(x_{12}, z)] \exp(-\gamma_z z). \end{aligned} \quad (21)$$

В точках, отстоящих на период, периодические члены внутри квадратных скобок постоянны и, следовательно, не зависят от z . Существует бесконечное количество таких точек, и, следовательно, единственным условием, удовлетворяющим уравнению (21) для каждой такой точки, является:

$$\gamma = ik_z^{\text{inc}} = ik_z^{\text{up}}. \quad (22)$$

Аналогично, при Γ_2

$$\begin{aligned} &\left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp(ik_{xm} x_{12}) \exp\left(-i \frac{2\pi m}{D_x} z\right) \right] \exp(-ik_z^{\text{low}} z) = \\ &= [F_p(x_{12}, z)] \exp(-\gamma z). \end{aligned} \quad (23)$$

Опять же, в точках, отстоящих на период, периодические члены внутри квадратных скобок постоянны и, следовательно, не зависят от z . Тогда, используя уравнение (22), получим

$$ik_z^{\text{low}} = \gamma = ik_z^{\text{inc}}. \quad (24)$$

Поскольку гармоники являются решениями уравнений Максвелла и, следовательно, решениями волнового уравнения, они должны удовлетворять дисперсионному соотношению, т.е.

$$k_{zn} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 \mu_r \epsilon_r - k_{zn}^2}, & k_0^2 \mu_r \epsilon_r \geq k_{zn}^2, \\ -i\sqrt{k_{zn}^2 - k_0^2 \mu_r \epsilon_r}, & k_0^2 \mu_r \epsilon_r < k_{zn}^2, \end{cases} \quad (25)$$

где $k_0 = \omega/c$, индекс r принимает значения 1 или 2 для отражённой или прошедшей волны, а k_{zn} удовлетворяет выражению

$$k_{zn} = k_z^{\text{inc}} + \frac{2\pi n}{D_z}. \quad (26)$$

Таким образом, можно сделать выводы, что: 1) при падении на периодическую структуру плоской волны происходит рассеяние (пропускание и отражение) бесконечной суммы плоских волн, называемых гармониками; 2) эти гармоники являются либо распространяющимися, либо затухающими в зависимости от того, какое неравенство из (25) выполняется. Последнее зависит от частоты, диэлектрической и магнитной проницаемости однородной среды, в которой распространяется гармоника, и периода периодической структуры. Приведённые рассуждения могут быть распространены на дважды периодические структуры ЧСП в трёх измерениях. Более подробно о строгой теории простран-

ственно-периодических поверхностей и ЧСП, в том числе для дважды периодических структур, см., например, в обзоре [103].

3. ТГц-фильтры на основе поглощающих материалов

3.1. Спектральные исследования материалов для изготовления ТГц-отрезающих фильтров

Ниже приведён краткий, но не исчерпывающий обзор основных пропускающих материалов ТГц-оптики [104]. Для создания элементов ТГц-оптики используется высокоомный кремний ($\rho = 10$ кОм см и выше для p-типа легирования, 25 кОм см и выше для r-типа), выращенный методом зонной плавки (HRFZ-Si), обеспечивающий 50–54 % пропускания в диапазоне от 50 до 8000 мкм. На рисунке 4а представлены спектры пропускания и отражения высокоомного кремния в ТГц-диапазоне.

Другим распространённым материалом ТГц-оптики для длин волн выше 50 мкм является кристаллический кварц. На рисунке 4б представлены спектры пропускания кристаллического кварца толщиной 1 мм. Кристаллический кварц является двулучепреломляющим материалом, что следует учитывать, если поляризация излучения важна.

Для производства волновых пластин $\lambda/2$ и $\lambda/4$, работающих в ТГц-диапазоне, применяется х-срезанный материал. Наряду с кристаллическим кварцем в ТГц-оптике целесообразно использовать более дешёвый плавный кварц, например, когда поляризация излучения не важна. В силу отсутствия дальнего порядка величина пропускания плавного кварца меньше, и она суще-

ственно зависит от толщины элемента. На рисунке 4в показаны спектры пропускания пластин плавного кварца марки КУ1 различной толщины.

Сапфир, подобно кристаллическому кварцу, прозрачен в ТГц-области (рис. 4г). Пропускание сапфира не зависит от его кристаллической ориентации в пределах точности проведённых измерений. Для измеренных образцов с толщиной от 1 до 5 мм пропускание ниже 600 мкм сильно зависит от толщины образца. Пропускание приближается к насыщению для более тонких образцов при более коротких длинах волн.

Помимо кристаллических материалов в ТГц-оптике также применяются полимеры, к которым относятся полиметилпентен, пикарин (Tsurigirica), циклоолефиновый полимер (Zeonex), циклоолефиновый сополимер (COC), полиэтилен, полипропилен и тефлон. На длинах волн 200 мкм и более пропускание всех указанных полимеров составляет более 80 %. Первые четыре полимера также прозрачны в видимом диапазоне.

Полиметилпентен (TPX) является легчайшим из всех известных полимеров, он прозрачен в видимом, ИК- и ТГц-диапазонах. Оптические потери в материале очень низкие вплоть до миллиметровых длин волн. TPX имеет высокую термостойкость и сопротивляемость к широкому спектру органических и неорганических химикатов. Его показатель преломления близок к 1,46, и он практически не зависит от длины волны, а спектр пропускания приведён на рис. 5а. Похожим полимерным материалом, прозрачным в ТГц-диапазоне, являются пикарин, а также циклоолефиновые полимер и сополимер, однако они дороже и коммерчески менее доступны.

Ещё одним полимерным материалом, прозрачным в ТГц-области, является полиэтилен (PE). Термостойкость

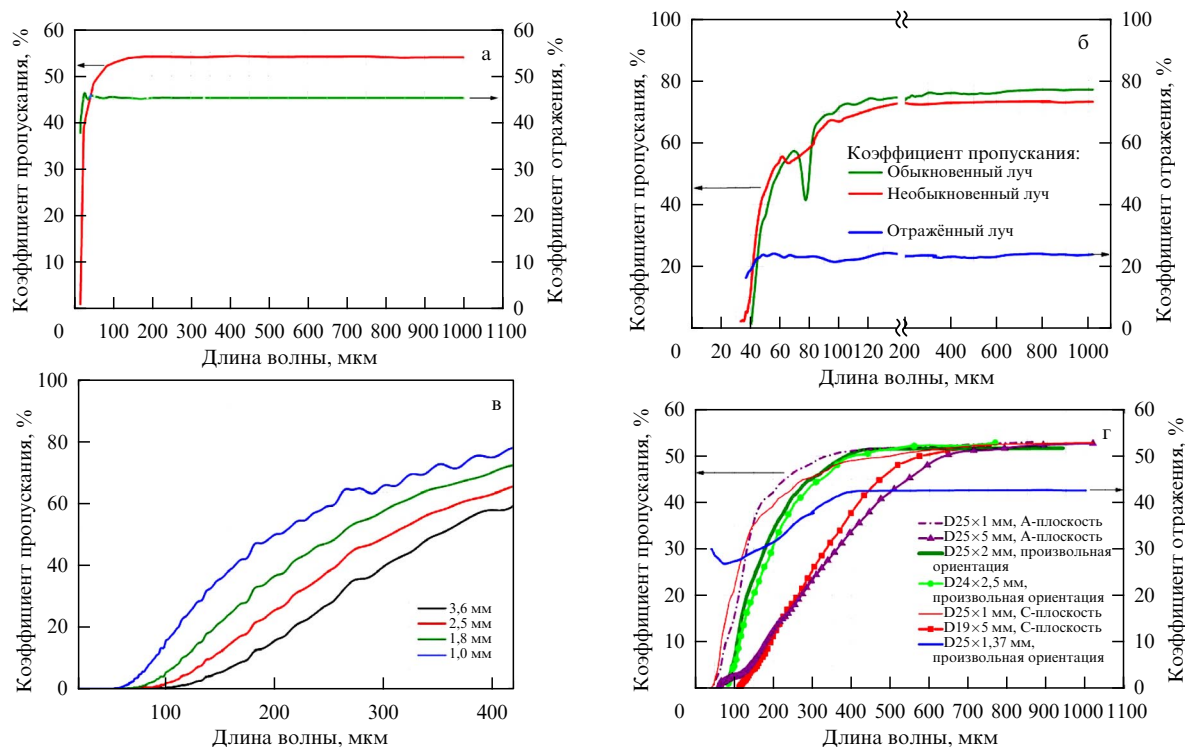


Рис. 4. (а) Спектры пропускания (СП) (красная линия) и отражения (зелёная линия) высокоомного кремния толщиной 5 мм в ТГц-диапазоне. (б) СП кристаллического кварца толщиной 1 мм. (в) СП пластин из плавного кварца КУ1 толщиной 1 мм (синяя кривая), 1,8 мм (зелёная кривая), 2,5 мм (красная кривая) и 3,6 мм (чёрная кривая). (г) СП сапфировых пластин различной толщины и кристаллографической ориентации (заимствовано из [104]).

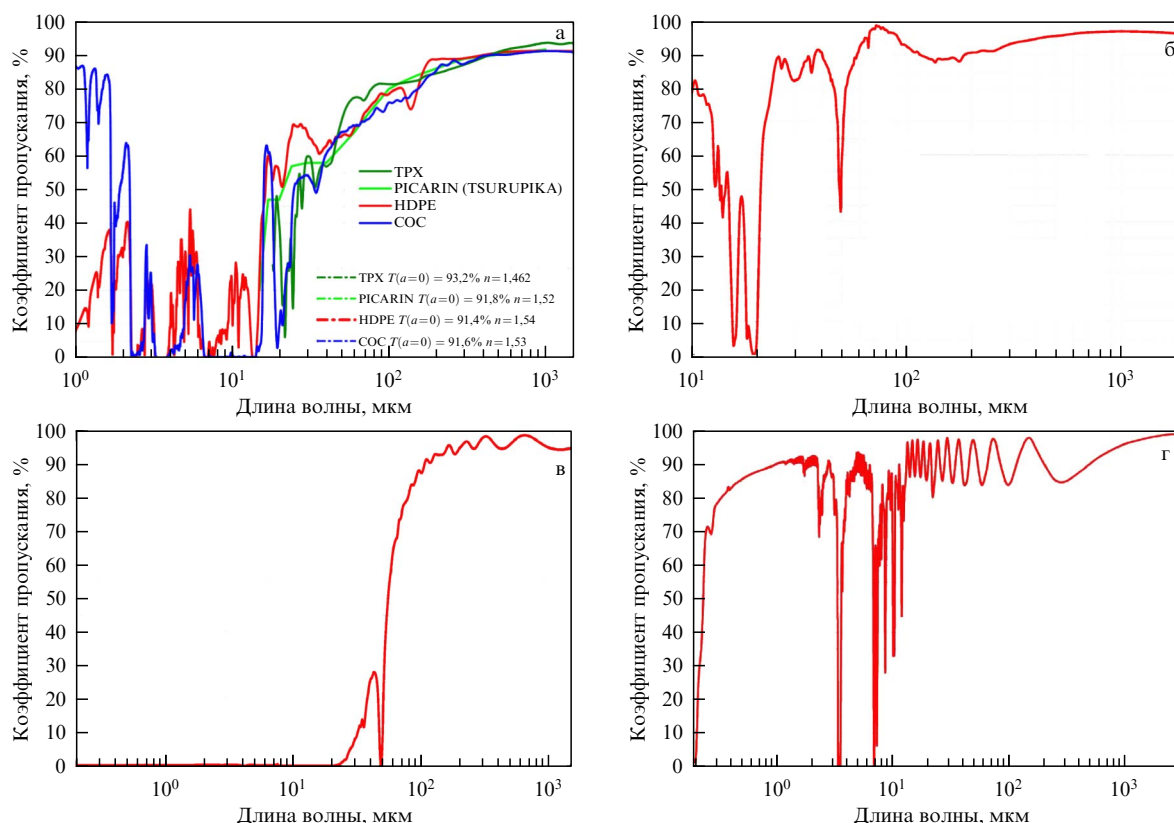


Рис. 5. СП в ТГц-диапазоне: (а) ТРХ, пикарин, HDPE и СОС. Пластины толщиной 2 мм. (б) Плёнка РТФЕ толщиной 0,1 мм. (в) Плёнка Zitec G11 толщиной 0,25 мм. (г) Полипропиленовая плёнка толщиной 0,05 мм. (Займствовано из [104, 105].)

некоторых марок полиэтилена достигает 110°C , допускаемая охлаждение до температур от -45 до -120°C , в зависимости от марки. Показатель преломления близок к 1,54 и слабо меняется в широком диапазоне длин волн. Обычно для производства оптических компонентов используется полиэтилен высокой плотности (High Density PolyEthylene, HDPE). Тонкие плёнки HDPE применяются в ТГц-поляризаторах и фильтрах. Также HDPE используется при изготовлении окон для ячеек Голея. Пропускание HDPE в видимом диапазоне очень низкое, поэтому его нельзя использовать для настройки оптических систем. Спектр пропускания типичного HDPE вместе со спектрами СОС и пикарина представлен на рис. 5а. В ТГц-фильтрах обычно используется чёрный полиэтилен, содержащий микрочастицы графита. Пропускание HDPE в ТГц-диапазоне не зависит от температуры, что позволяет использовать его в криостатах.

Прозрачным в ТГц-диапазоне является политетрафторэтилен (РТФЕ, тефлон, фторопласт). Это белый твёрдый и тяжёлый пластик с плотностью около $2,2 \text{ г см}^{-3}$. Его температура плавления составляет 327°C , причём он сохраняет свои свойства в широком диапазоне температур от -70 до 200°C . Показатель преломления — около 1,43 в широком диапазоне длин волн, и РТФЕ широко применим при изготовлении ТГц-фильтров. Спектр пропускания РТФЕ приведён на рис. 5б. Пористый РТФЕ с различным средним размером пор составляет производственную линейку Zitec (рис. 5в). Помимо РТФЕ также используется полипропилен (РР). Плотность полипропилена $0,9 \text{ г см}^{-3}$, показатель преломления составляет 1,49, что немногим больше, чем у полиэтилена. Температура плавления составляет 170°C , что превы-

шает таковую для полиэтилена и делает полипропилен более благоприятным для практических применений. Полипропилен также более устойчив к воздействию агрессивных сред по сравнению с полиэтиленом. Спектр пропускания РР приведён на рис. 5г.

3.2. Отрезающие фильтры

К отрезающим фильтрам относят фильтры, пропускающие излучение с длиной волны, большей (блокирующие коротковолновое) или меньшей (блокирующие длинноволновое) установленного предела. В первом случае это фильтры высоких, а во втором — фильтры низких частот (ФВЧ и ФНЧ соответственно). Основными характеристиками отрезающих фильтров являются длина волны отрезки λ_c (длина волны, начиная от которой пропускание фильтра превышает установленный порог, часто принимаемый как 0,1 %), крутизна спектральной характеристики $dT/d\lambda$, максимальное T_0 и фоновое T_f пропускания фильтра. Основными сферами применения ТГц-отрезающих фильтров являются ТГц-спектроскопия, изображающая оптика, приборы терагерцовой диагностики, астрономия и астрофизика, исследования свойств вещества, сенсоры и детекторы, а также электрооптические исследования.

В качестве примера отрезающих фильтров на основе сборки из поглощающих материалов можно привести фильтры, изготавливаемые в ООО "Тидекс" (рис. 6а). Эти фильтры представляют собой набор материалов, установленных вплотную друг к другу в оправу. Материалы, которые применяются при изготовлении таких фильтров, перечислены выше в разделе 3.1. Они могут быть в виде гибких плёнок (полиэтилен, тефлон и его разновид-

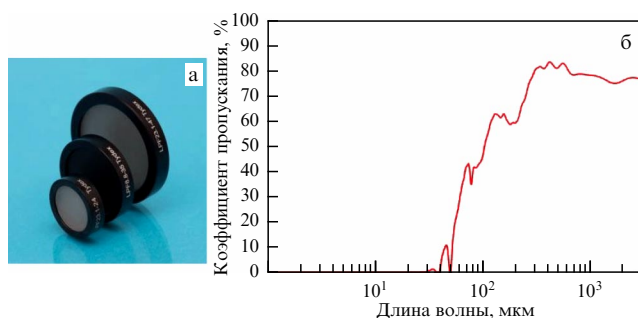


Рис. 6. (а) Внешний вид ТГц-отрезающего фильтра. (б) Пример спектра пропускания ТГц-отрезающего фильтра с $\lambda_c = 47$ мкм (заимствовано из [16]). В качестве материалов для фильтра использованы кристаллический кварц толщиной 0,2 мм, полиэтилен толщиной 0,05 мм и Zitex толщиной 0,25 мм.

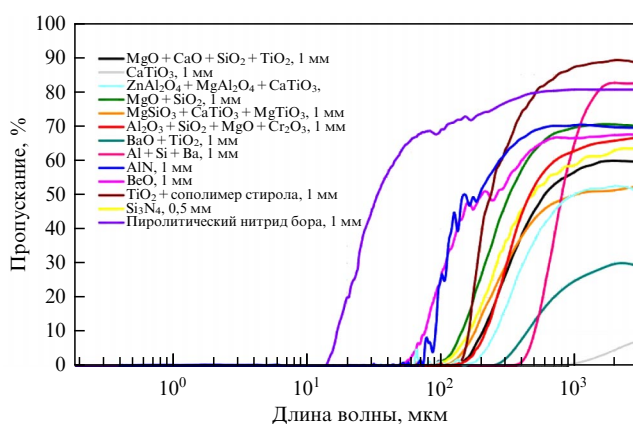


Рис. 7. Спектры пропускания в ТГц некоторых керамик и твёрдых материалов.

ность Zitex, полипропилен и др.) или твёрдых пластин, таких как ТРХ, плавленый или кристаллический кварц, а также различные пластики и керамики (рис. 7). Фильтры на основе последних хороши возможностью отсекающего излучение начиная с гораздо больших длин волн, возможностью использования при гелиевых температурах, что важно для приложений астрофизики, и большим порогом разрушения. Как было показано на спектрах в разделе 3.1, для РЕ, Zitex (G11), ТРХ и кристаллического кварца величина T_0 составляет 91,2, 98, 93 и 76,2 % соответственно. В зависимости от комбинации тех или иных поглощающих сред возможно получение того или иного края отрезки ТГц-спектра пропускания λ_c , в диапазоне от 12 до 100 мкм. Пример спектра пропускания реального ТГц-отрезающего фильтра приведён на рис. 6б.

4. ТГц-фильтры на основе метаматериалов

В настоящее время в ТГц-оптике широкое применение находят квазиоптические резонансные фильтры на основе метаматериалов (про метаматериалы см. раздел 2.2), выполненные в виде тонкой металлической фольги с упорядоченными отверстиями определённой формы [101, 106–112]. Они позволяют получать высокую степень монохроматизации прошедшего излучения при большой светосиле источника и находят применение в таких отраслях, как, например, поляриметрия в астрофизике [113]. Подбирая формы отверстий, толщину

фольги, а также расположение отверстий друг относительно друга, можно получить варьируемые в широком диапазоне граничные значения длин волн и полосу пропускания. Как было описано выше в разделах 2.2.2, 2.2.3, моделирование резонансного фильтра в общем виде возможно путём решения уравнений Максвелла для всех точек вокруг ячеек фильтра, а также с применением машинных итерационных алгоритмов. Но такие способы являются сложными с вычислительной точки зрения. Задача упрощается, если поведение фильтра описывать уравнениями комплексных импедансов $Z(f) = R(f) + iX(f)$, соединённых параллельно. Здесь $R(f)$ и $X(f)$ — соответственно функции активных и реактивных составляющих этих импедансов, определяемые эмпирическим путём в зависимости от формы отверстий (или островков), дизайна фильтра и материала, из которого они изготовлены. В реальности задача ещё упрощается, если выразить $R(f)$ и $X(f)$ через геометрические параметры ячеек исследуемых фильтров, т.е. в результате выразить резонансную частоту эквивалентной цепи через геометрические параметры.

4.1. Геометрии и эквивалентные схемы ЧСП, применяемых в качестве реальных ТГц-фильтров

Простейшим ТГц-фильтром на основе ЧСП является фильтр с полосковой решёткой (ФНЧ или ФВЧ). Полосковые фильтры не получили широкого распространения. Три наиболее распространённых класса фильтров на основе ЧСП, практически применяемых в ТГц-оптике, — это сетчатые фильтры (см. рис. 9, раздел 4.1.1), фильтры в геометрии крестообразных сеток (см. рис. 10а, б, раздел 4.1.2) и фильтры с круглыми отверстиями (или островками, рис. 11б, раздел 4.1.3). Сетчатые фильтры полезны из-за их независимости от поляризации падающего излучения. Фильтры с перекрёстной сеткой могут использоваться как полосовые или вырезающие (определённую полосу частот) фильтры.

4.1.1. Полосковые решётчатые фильтры. Сетчатые фильтры. Полосковые решётчатые фильтры представляют собой последовательность равноудалённых друг от друга тонких металлических полосок. Если вектор электрического поля E падающего излучения параллелен металлическим полоскам, то фильтр называют индуктивным. Если же вектор E перпендикулярен полоскам, то фильтр называют ёмкостным. Ёмкостный полосковый решётчатый фильтр представляет собой отрезающий ФНЧ, поскольку он будет пропускать только волну с низкочастотными колебаниями E . Эквивалентная электрическая схема ёмкостного фильтра показана на рис. 8а. Падающая волна высокой частоты будет возбуждать ток через заземлённый конденсатор, поэтому не достигнет выходного порта. Если же на входе будет волна низкой частоты, то ток через конденсатор возникать не будет и, следовательно, волна достигнет выходного порта. Эквивалентная схема, соответствующая геометрии индуктивного фильтра, напротив, представляет собой индуктивность, шунтированную на землю (рис. 8б). Низкочастотное излучение возбуждает ток через заземлённую индуктивность, в то время как высокочастотное излучение не будет возбуждать ток и достигнет выходного порта. Индуктивный полосковый решётчатый фильтр представляет собой отрезающий ФВЧ.

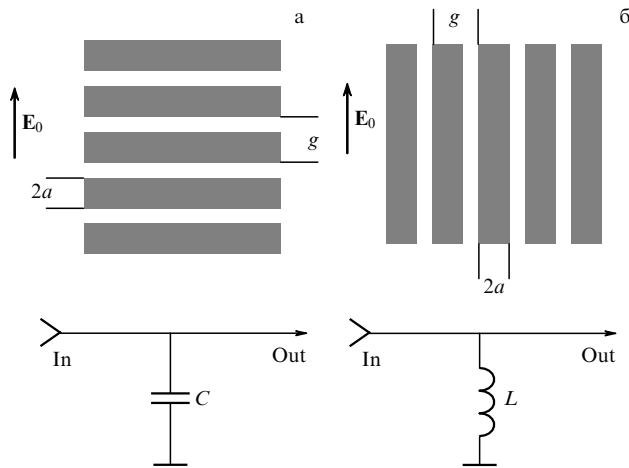


Рис. 8. Эквивалентные схемы ёмкостного (а) и индуктивного (б) решётчато-полосковых фильтров.

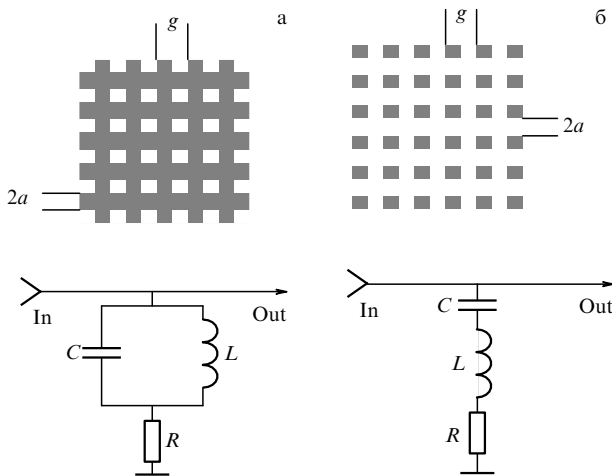


Рис. 9. Эквивалентные схемы индуктивного (а) и ёмкостного (б) сетчатых фильтров.

Недостатком полоскового решётчатого фильтра является его зависимость от поляризации излучения. Далее рассмотрим геометрии фильтров, свободные от этого недостатка.

Схемы индуктивных и ёмкостных сетчатых фильтров и их эквивалентные схемы показаны на рис. 9а, б. Ёмкостный сетчатый фильтр представляет собой массив металлических квадратов на прозрачной для данной области излучения подложке, а индуктивный сетчатый фильтр представляет собой фольгу с квадратными отверстиями. Их коэффициент пропускания не зависит от поляризации излучения, что очевидно, если разложить вектор поляризации по базисным векторам, сонаправленным со сторонами сеток фильтров. В геометрии ёмкостного сетчатого фильтра носители заряда ограничены движением только в каждом отдельном квадрате. Эти фильтры используются в качестве вырезающих. В геометрии индуктивного сетчатого фильтра носители заряда не ограничены движением в пределах одного квадрата, а имеют пути для прохождения по всей поверхности фильтра. Такие фильтры используются в качестве полосовых. Реактивные сопротивления их эквивалентных схем, представленные

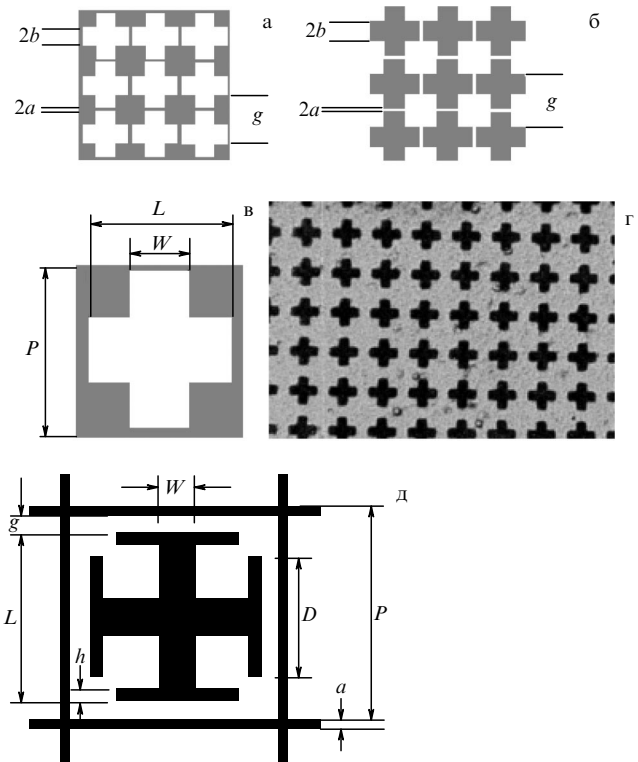


Рис. 10. Схема полоскового индуктивного (а) и вырезающего ёмкостного (б) крестообразных фильтров, вариант геометрических параметров (в) и микрофотография индуктивного крестообразного фильтра (г), геометрия сетки "иерусалимский крест" (д).

ные в системе единиц СИ, были определены эмпирически [114] как

$$X(f)_{\text{ind}} = \mu_0 g f \ln \csc \frac{\pi a}{g}, \quad (27)$$

$$X(f)_{\text{cap}} = -\frac{2\pi}{f \epsilon_0 \epsilon_r} \left(\frac{2a}{g} \ln \csc \frac{\pi a}{g} \right)^{-1}, \quad (28)$$

где ϵ_0 и ϵ_r — диэлектрические проницаемости вакуума и среды соответственно, g и a — указанные на рис. 9 геометрические параметры фильтров, c — скорость света, f — частота падающего излучения. Пара формул (27), (28) применима и для ёмкостного, и для индуктивного типа фильтров. Отметим, что в некоторых случаях реактивные сопротивления, а также адмиттансы принято представлять в безразмерных единицах, используя соответствующую нормировку, с целью более удобного применения при расчёте матриц пропускания, как это было сделано выше в разделе 2.2.2.

4.1.2. Фильтры в геометрии крестообразных сеток. Ещё одна базовая геометрия фильтра — геометрия крестообразных сеток, показанная на рис. 10а, б. Такие фильтры похожи на сетчатые фильтры, однако повторяющийся элемент сетки — крест, а не квадрат. Эти фильтры являются более эффективными с точки зрения возможности уменьшения полуширины полосы пропускания и увеличения коэффициента пропускания. Полуширина полосы пропускания таких фильтров, как правило, находится в интервале от 1 ТГц (с центром полосы пропускания 10 ТГц) до 0,33 ТГц (с центром полосы пропускания 1,5 ТГц) [109]. В области подавления пропу-

сание этих фильтров имеет величину $< 4\%$ как со стороны коротких, так и со стороны длинных волн. Геометрические размеры крестов определяют резонансную длину волны, которая имеет нулевое пропускание для идеальных ёмкостных и полное пропускание для идеальных индуктивных крестообразных фильтров. Формула для резонансной длины волны была определена эмпирически [114] через геометрические параметры a и b (рис. 10а, б):

$$\lambda_r = 2,27g - 4a - 2b. \quad (29)$$

Также используется альтернативная эмпирическая формула для λ_r в представлении через другие геометрические параметры (рис. 10в) фильтра: $\lambda_r = 2L - 1,35W + 0,2(P - L)$. Эта формула близка, но не идентична формуле (29), имеется определённое различие в получаемой величине λ_r , что может быть связано с различным характером начальных приближений при расчётах. Показано [114], что адмиттансы двух типов фильтров равны:

$$Y(f)_{\text{ind}} = \frac{1}{a_1 - igA_1/(\lambda_r\Omega(f))}, \quad (30)$$

$$Y(f)_{\text{cap}} = \frac{1}{a_1 + igA_1/(\lambda_r\Omega(f))},$$

где a_1 и A_1 — параметр потерь металла и параметр, описывающий полосу пропускания, соответственно. Значения этих двух параметров могут быть найдены эмпирически методом наименьших квадратов. Функция $\Omega(f)$, называемая нормированной частотой, определяется как $\Omega(f) = \lambda_r f/c - c/\lambda_r f$. Характерный размер отдельного элемента "узора" ТГц-метаматериала составляет несколько десятков микрометров. Микрофотография индуктивного крестообразного фильтра приведена на рис. 10г. Величина пропускания таких фильтров достигает значения до 0,98 от исходной интенсивности падающего на фильтр излучения.

В общем случае каждая сложная ЧСП также может быть представлена в терминах суперпозиции простых эквивалентных LC-схем. Например, более сложная ёмкостная крестообразная сетка типа "иерусалимский крест" (рис. 10д) может быть описана как простая LC-цепь (аналогичная рис. 9б), для которой справедливы выражения [114]:

$$\omega L \approx \frac{P}{\lambda} \ln\left(\frac{2P}{\pi W}\right), \quad \omega C \approx \frac{4D}{\lambda} \ln\left(\frac{2P}{\pi g}\right). \quad (31)$$

4.1.3. Полосовые фильтры с круглыми отверстиями (или островками). Не менее эффективно зарекомендовали себя по величине пропускания индуктивные фильтры с круглыми отверстиями (рис. 11а, б). Величина пропускания этих фильтров также может достигать значения до 98 % от исходной интенсивности падающего излучения. Полуширина полосы пропускания таких фильтров аналогична таковой для фильтров с крестообразными отверстиями. В области подавления пропускание данных фильтров достигает 15 % со стороны коротких и 4 % со стороны длинных волн.

Для фильтров с круглыми отверстиями была выведена упрощённая формула расчёта резонансной длины волны центральной полосы пропускания [108]: $\lambda_r = g/0,85$. Также в ООО "Тидекс" была эмпирически вы-

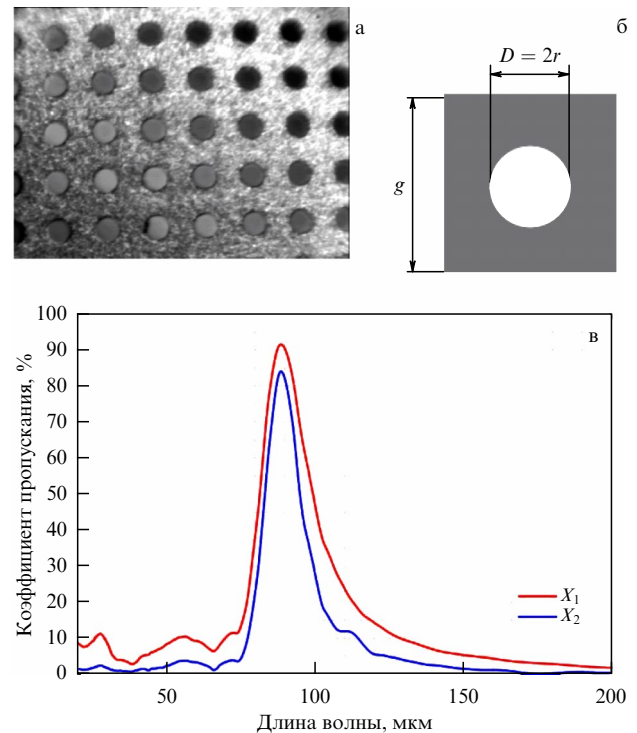


Рис. 11. (а) Микрофотография индуктивного полосового фильтра с круглыми отверстиями [110], (б) его геометрические параметры. (в) Пример спектров пропускания одиночного полосового фильтра с круглыми отверстиями ($\lambda_r = 89$ мкм, красная кривая) и двух одинаковых параллельно расположенных полосовых фильтров (синяя кривая) [115] с параметрами $g = 80$ мкм, $D = 2r = 44$ мкм, $t = 10$ мкм, расстояние между слоями фильтра 0,5 мм.

ведена уточнённая формула $\lambda_r = 0,84g + 0,46D - 0,07t$, где g — расстояние между центрами отверстий, расположенных в вершинах квадрата, D — их диаметр, t — толщина фильтра. Для ёмкостных фильтров с круглыми островками аналогичны и справедливы все приведённые рассуждения для ёмкостных крестообразных фильтров.

В случае, когда n идентичных фильтров находятся в непосредственной близости друг к другу (обычно 3–5 мм), пропускание такой системы определяется простым соотношением $T = (T(\lambda))^n$ (рис. 11в для $n = 2$). На рисунке 12 приведён пример спектра реального индуктивного полосового фильтра с крестообразными отверстиями.

Известны и другие геометрии отверстий для ТГц-фильтров. Например, в работе [116] описаны шестиугольные отверстия в сетке. В работе [117], помимо квадратных, круглых и крестообразных отверстий, также приведён ряд других конфигураций, например в виде трёхлучевых звёзд, а также крестов, соединённых в группы.

В работе [118] описан так называемый "обратный двугорбый" (т.е. двухполосный) ёмкостный ТГц-фильтр на основе усложнённой конфигурации, представляющей собой массив из двух вложенных крестов, нанесённых на высокоомную кремниевую подложку. Данный фильтр обеспечивал вырезание двух спектральных полос на частотах 2,6 и 4,37 ТГц. Ещё раз отметим уже упомянутый подробный обзор по расчёту различных конфигураций ЧСП [100].

Следует отметить, что разработка узкополосных полосовых фильтров продолжается и в последние годы.

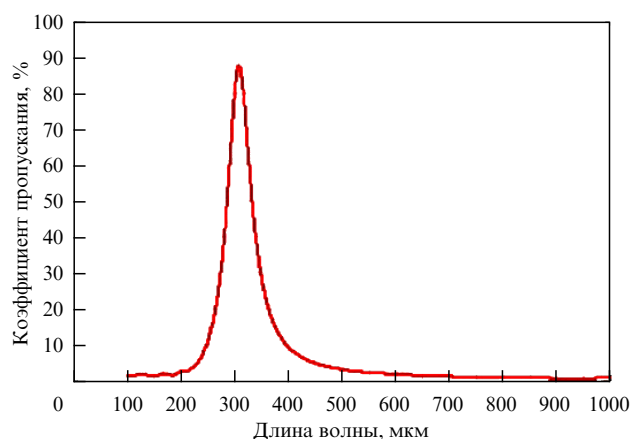


Рис. 12. Пример реального спектра пропускания индуктивного полосового фильтра с $\lambda_p = 300$ мкм (заимствовано из [115]) с параметрами $p = 200$ мкм, $L = 160$ мкм, $W = 20$ мкм (пояснение величин p , L и W приведено на рис. 10в), $t = 20$ мкм (толщина фильтра).

В частности, известны относительно свежие работы [119–122]. В работе [121] описываются численные расчёты спектральных особенностей (мод), возникающих при нарушенной симметрии в конфигурации отверстий резонаторов, что, по мнению авторов, позволяет надеяться на создание сверхузкополосных ТГц-фильтров, а в работе [122] внимание уделяется совершенствованию дизайна узкополосных фильтров на основе крестообразных отверстий.

Практический расчёт ЧСП, в частности полосовых фильтров и их сборок, проводится машинными методами с использованием оптимизационных алгоритмов и состоит из двух этапов: 1) моделирование распространения электромагнитного излучения через ЧСП или их сборку (дифракция широкополосного косинусно-модулированного гауссова импульса); 2) расчёт параметров ЧСП или их сборки, обеспечивающих заданные спектральные характеристики системы. При достижении необходимого распределения энергии волны по частотам расчёты завершаются. В противном случае, следуя выбранному методу оптимизации, параметры фильтра модифицируются и для них опять решается прямая задача.

4.2. Вырезающие ТГц-фильтры

4.2.1. Фильтры на основе разрезных кольцевых микро-резонаторов. Для улучшения характеристик вырезающих фильтров был применён описанный в работе [123] вырезающий фильтр на основе метаматериала с двуслойной структурой, рассчитанный на диапазон микроволновых частот. За счёт двуслойной структуры метаматериала при использовании фильтра в геометрии на отражение резонансное поглощение достигает больших значений, нежели в случае простого ёмкостного вырезающего фильтра на основе сеток. Тот же подход был продемонстрирован позднее для ТГц-диапазона [124]. Элементарная ячейка такого метаматериала (см. левую часть рис. 13а) состоит из электрического разрезного кольцевого резонатора и провода, разделённых диэлектрической прослойкой (в работе [123] использовался полиимид). При моделировании данной ячейки было продемонстрировано почти 100 % поглощение, при этом экспериментально было продемонстрировано резонансное поглощение 70% на частоте 1,3 ТГц из-за

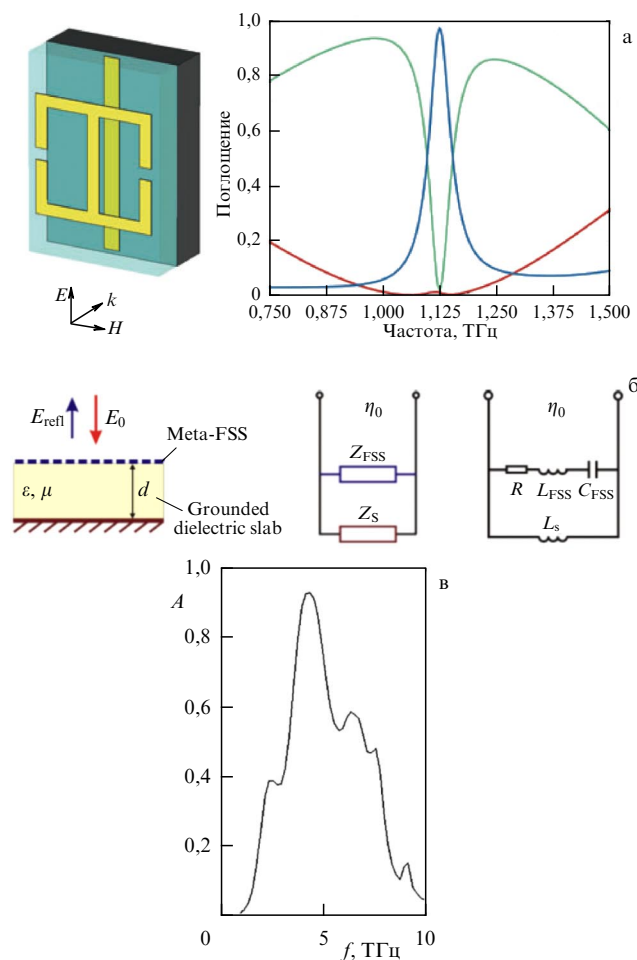


Рис. 13. (а) Схема элементарной ячейки двуслойного вырезающего ТГц-фильтра (слева) и результаты моделирования отражения (зелёная кривая), пропускания (красная кривая) и поглощения (синяя кривая) фильтра (справа). (б) Схема вырезающего фильтра на основе метаматериала с высоким импедансом, эквивалентная схема вырезающего фильтра на основе мета-ЧСП и заземлённого диэлектрического слоя и представление LCR-цепи для вырезающего фильтра на основе мета-ЧСП ёмкостного типа (заимствовано из [138]). (в) Спектральная зависимость коэффициента поглощения микроболометрического приёмника с поглотителем на основе метаматериала (заимствовано из [141]).

неточности изготовления (см. правую часть рис. 13а). Поглощение было дополнительно экспериментально увеличено до 97 % в гибком ТГц-метаматериале, в котором провод был заменён золотой заземлённой пластиной без подложки [125, 126]. Было показано, что такой фильтр может работать в широком диапазоне углов падения. СП этих фильтров зависят от поляризации падающего излучения. Нечувствительные к поляризации вырезающие ТГц-фильтры были получены с использованием более симметричных конструкций элементарных ячеек [127, 128]. Принцип работы двуслойного вырезающего фильтра связан с наличием электрического и магнитного откликов, величины которых можно независимо настраивать путём изменения геометрии и толщины элементов [123–125, 127]. Разрезной кольцевой резонатор сильно связан с электрическим полем и незначительно с магнитным полем [79, 80], в то время как провод и центральная часть фильтра образуют систему, обеспечивающую магнитный отклик [82, 83]. В многослойных или объёмных метаматериалах, рассмат-

риваемых как эффективные среды, возможно создание фильтров, в которых импеданс $Z = (\mu/\varepsilon)^{0.5}$ согласован с импедансом окружающей среды (вакуума), что приводит к отсутствию отражения. Можно так подобрать параметры фильтра, что падающее излучение будет максимально поглощаться. В данном случае ключевую роль играет магнитный резонанс. Однако такой фильтр ведёт себя по-разному в зависимости от того, с какой стороны падает излучение [129]. Фильтр достаточно хорошо вырезает спектральную полосу в случае, если излучение падает на кольцевой резонатор. В то же время фильтр проявляет свойства отражателя в случае, когда свет падает на заземлённую пластину. Для анализа механизма поглощения в двуслойных метаматериалах [130–132] применяется теория линий передачи. В этой модели разрезной кольцевой резонатор и провод (либо заземлённая плоскость) электрически развязаны и ассоциируются с соответствующими поверхностными импедансами, в то время как прослойка между ними моделируется эквивалентной линией передачи для распространяющейся волны. Расчёты хорошо воспроизводят асимметричное поглощение данного фильтра.

Вырезающие ТГц-фильтры можно использовать в качестве поглотителей излучения в области детектирования ТГц- или теплового излучения, например, в болометрах, для приложений ТГц-визуализации [133, 134]. В работе [135] показана возможность широкополосного поглощения, а в работах [136, 137] — поглощения в нескольких различных частотных полосах.

4.2.2. Фильтры на основе поглощения частотно-селективных поверхностей метаматериалов. Поглотители ТГц-излучения на основе мета- и частотно-селективных поверхностей представляют собой конструкции из двух тонких металлических слоёв, разделённых диэлектрическим слоем. Один слой — сплошной металл, который полностью отражает излучение, а второй — частотно-селективный слой с топологическим рисунком, подобранном для обеспечения импеданса приёмника, равного импедансу вакуума на определённых частотах. Это устраняет отражение падающего излучения, что приводит к коэффициенту поглощения, близкому к единице. Подход к расчёту высокопроизводительных электромагнитных поглотителей, демонстрирующих значительное превышение рабочего диапазона длин волн с центральной длиной волны λ над толщиной поглотителя d , основан на управлении пространственным распределением электромагнитного поля таким образом, чтобы максимум электрического поля был смещён на поверхность поглотителя. Это может быть достигнуто с использованием так называемой высокоимпедансной поверхности (ВИП) (High Impedance Surface, HIS) (см. [138–140]). Электрически тонкая ВИП представляет собой субволновую однослойную ЧСП (так называемую мета-ЧСП) ёмкостного типа, размещённую над тонкой заземлённой диэлектрической пластиной (см. левую часть рис. 136).

На резонансной частоте ВИП поверхностное сопротивление стремится к бесконечности, что приводит к нулевой фазе отражённого излучения. В этом случае тангенциальная составляющая полного магнитного поля, образованного падающей и отражённой волнами, на поверхности ВИП исчезает (так называемое условие "магнитной стенки"), в то время как электрическая состав-

ляющая максимизируется. При правильном включении в диэлектрической пластине диссипативных потерь в системе может быть реализован режим идеального поглощения. Если диссипативный параметр выбран достаточно малым, то добротность резонанса поглощения и отношение λ/d поглотителя могут достигать величины в несколько сотен, что привлекательно для спектрофотометрических приложений. В эквивалентной схеме поверхностный импеданс структуры на основе ВИП рассматривается [125] как параллельное соединение импеданса мета-ЧСП Z_{FSS} и импеданса Z_S заземлённой диэлектрической пластины (см. среднюю часть рис. 136):

$$Z = \frac{Z_{FSS} Z_S}{Z_{FSS} + Z_S}. \quad (32)$$

Амплитудный коэффициент отражения r , стремящийся к нулю на резонансной частоте поглощения, в общем случае связан с Z соотношением

$$r = \frac{Z - \eta_0}{Z + \eta_0}. \quad (33)$$

Импеданс мета-ЧСП может содержать как индуктивное, так и резистивное слагаемые наряду с ёмкостным. Эти слагаемые учитываются путём введения индуктивности L_{FSS} и сопротивления R , соединённых последовательно с ёмкостью C_{FSS} (см. правую часть рис. 136):

$$Z_{FSS} = R + i[\omega L_{FSS} - (\omega C_{FSS})^{-1}], \quad (34)$$

где ω — угловая частота, соответствующая частоте излучения. При нормальном падении излучения импеданс заземлённой пластины выражается через толщину d и собственное сопротивление диэлектрической подложки $Z_0 = \eta_0(\mu/\varepsilon)^{0.5}$ (см. [125, 139]):

$$Z_S = iZ_0 \operatorname{tg} kd, \quad (35)$$

где $k = (\varepsilon\mu)^{0.5}\omega/c_0$ — волновой вектор в подложке с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ (считаем $\mu \cong 1$ на ТГц-частотах), c_0 — скорость света в вакууме, η_0 — импеданс вакуума. При условии $d/\lambda \ll 1$ импеданс пластины (35) сводится к чисто индуктивной форме $Z_S \cong i\omega L_S$ с эффективной индуктивностью L_S , пропорциональной толщине пластины d :

$$L_S \cong \frac{\mu\eta_0}{c_0} d. \quad (36)$$

Характеристики вырезающего фильтра на основе ЧСП существенно зависят от соотношения между индуктивностью ЧСП L_{FSS} и индуктивностью пластины L_S . Эта связь выражается через параметр

$$\xi = \frac{4L_{FSS}}{C_{FSS}\eta_0(\eta_0 - R)},$$

который учитывает, что L_S (и, следовательно, толщина поглотителя d), удовлетворяющая условию идеального поглощения $\max(1 - |S_{11}|^2) = 1$, является функцией параметров схемы L_{FSS} , C_{FSS} и R . В работе [125] можно найти основные характеристики идеальных сверхтонких поглотителей для различных значений ξ , выведенные аналитически из модели эквивалентной схемы при $R/\eta_0 \ll 1$. В работе показано, что минимизация R

является решающим фактором для максимизации отношения λ/d поглотителя, а также для уменьшения полосы поглощения. В качестве примера практической реализации фильтра на основе ЧСП можно привести данные, представленные в работе [141], где продемонстрировано поглощение более 90 % в области 5 ТГц.

4.3. Фильтры на основе

резонансного переключения фотовозбуждением

Среди ТГц-метаматериалов отдельным классом являются так называемые резонансно-переключаемые и частотно-настраиваемые материалы, важную роль в которых играют полупроводники. Проводимость этих материалов можно динамически варьировать посредством фотовозбуждения свободных носителей заряда. Первый динамически переключаемый с помощью фотовозбуждения ТГц-метаматериал был продемонстрирован в работе [142], где в качестве подложки для планарного массива одиночных разрезных кольцевых резонаторов использовалась пластина GaAs. Фотогенерируемые носители возбуждались с помощью фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона, которые увеличивали поверхностную проводимость и, как следствие, потери в подложке GaAs. Резонансный отклик резко затухал при уменьшении плотности тока фотогенерируемых носителей, т.е. величина пропускания ТГц-излучения наиболее существенно изменялась вблизи резонансных частот. Таким образом, на основе описанной комбинации материалов был продемонстрирован двухполосный вырезающий ТГц-фильтр (рис. 14).

Динамическое переключение (модуляция) ТГц-излучения может быть очень быстрым, если уменьшить время жизни фотогенерируемых носителей, которое в GaAs находится в наносекундном диапазоне и определяет относительно медленный переход метаматериала в резонансное состояние [142]. В работе [143] показана возможность использования сверхрешёток наноструктур GaAs/ErAs в качестве подложек для метаматериала, при этом время жизни носителей в подложках составляло от долей пикосекунды до десятков пикосекунд. С помощью фемтосекундного лазерного импульса в таких сверхрешётках было продемонстрировано [144] сверхбыстрое

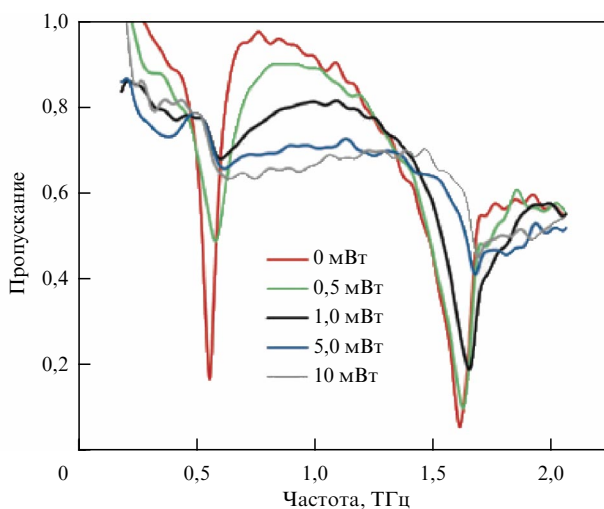


Рис. 14. Спектры пропускания массива разрезных кольцевых резонаторов на подложке GaAs при различных уровнях мощности фотовозбуждения (заимствовано из [142]).

переключение (~ 20 пс) между резонансами ТГц-метаматериала и, соответственно, сверхбыстрая передача ТГц-излучения через данный фильтр.

В работе [145] описано использование той же подложки для сверхбыстрого межрезонансного переключения ТГц-излучения с усилением поверхностными плазмонами в двумерных массивах металлических отверстий субволнового размера. Таким образом, при совмещении ТГц-метаматериалов с полупроводниковой подложкой стала возможна динамическая настройка резонансной частоты метаматериала посредством фотовозбуждения [146, 147], в результате чего были разработаны сверхбыстро переключаемые ТГц-фильтры. В частности, в упомянутой работе [145] описан массив разрезных кольцевых резонаторов, нанесённых на подложку кремний-на-сапфире, где слой кремния с высоким сопротивлением толщиной 0,6 мкм был удалён путём травления почти целиком, за исключением двух полосок вблизи щели резонатора. Эти полоски при фотовозбуждении становились высокопроводящими и таким образом образовывали ёмкостные пластины конденсатора. Изменение ёмкости в щелевом зазоре путём фотовозбуждения приводило к сдвигу резонансной частоты метаматериала в красную область спектра более чем на 20 %.

4.4. Отрезающие ТГц-фильтры высоких частот

Отрезающие ТГц-фильтры высоких частот (high-pass filters) предназначены для блокирования низких частот и пропускания высоких частот терагерцового диапазона. Данные фильтры применяются в ТГц-спектроскопии, астрономии и астрофизике, ТГц-сенсорике, при выделении высоких гармоник излучения ТГц-лазеров на свободных электронах. Вариант исполнения этих фильтров представляет собой набор металлических пластин со сквозными отверстиями субволнового размера. На рисунке 15 показан общий вид и спектр пропускания такого фильтра, в данном случае представляющего собой латунную пластину диаметром $D = 20$ мм и толщиной $t = 1$ мм. Отверстия в пластине квадратные, сторона квадрата $a = 0,3$ мм, ширина перемычки между отверстиями 0,1 мм. По принципу действия они относятся к фильтрам, в которых микроотверстия играют роль волноводов с частотой отсечки, определяемой геометрией отверстий [148, 149].

Амплитуда волны, проходящей через каждый отдельный волновод, определяется выражением [151]

$$|E| = |E_0| \exp \left[iz \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \sqrt{\left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^2 - 1} \right], \quad (37)$$

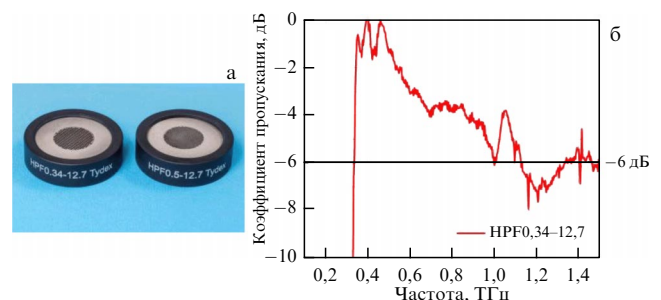


Рис. 15. (а) Общий вид ФВЧ, (б) характерный спектр пропускания (заимствовано из [150]), частота отсечки $f_c = 0,34$ ТГц.

где E — электрическое поле в точке z (координата вдоль волновода), E_0 — поле в начальной точке (на входе в волновод). В случае, если $\lambda > \lambda_c$, входящая волна будет экспоненциально затухать вдоль волновода, что и будет определять его свойства как фильтра. Отверстия в пластине могут быть квадратной или круглой формы. Для расчёта параметров квадратных отверстий ФВЧ используется формула $a = c/2f_c$, где c — скорость света, $f_c = c/\lambda_c$ — частота отсечки, a — длина стороны квадрата. Период следования отверстий и, соответственно, размер металлической перемычки между отверстиями выбирается минимальным. Его величина ограничена только технологическими возможностями изготовления. Размер перемычки не влияет на положение частоты отсечки, однако чем выше её размер, тем ниже будет пропускание в рабочей области частот. Толщину металлической пластины обычно выбирают не менее 1 мм. ООО "Тидекс" сообщает [150] о производстве ФВЧ с пропусканием в области отсечки $< 0,1\%$ и частотой отсечки до 0,5 ТГц. Характерный спектр пропускания приведён на рис. 15б для фильтра с частотой отсечки $f_c = 0,34$ ТГц. Фильтры со сходными параметрами выпускает также британская компания QMC [152]. В качестве альтернативы волноводным фильтрам может быть использована последовательность из 4–6 полосовых фильтров, однако спектральные характеристики при этом хуже [153].

4.5. Технологии изготовления метаматериалов для ТГц-фильтров и других пассивных оптических элементов на основе ЧСП

К проектированию, изготовлению и характеризации метаматериалов, работающих в микроволновом, ТГц-, ИК- и видимом диапазонах, предъявляют различные требования. В ТГц-метаматериалах на основе разрезных кольцевых резонаторов или сеток с крестообразными, круглыми или квадратными отверстиями (или островками) элементарная ячейка имеет внешние размеры в несколько десятков микрометров ($\sim \lambda_0/10$, где λ_0 — длина волны падающего излучения в вакууме), а наименьший размер той или иной части элемента находится в микронном масштабе. Поэтому планарные ТГц-метаматериалы можно получать с помощью традиционной ультрафиолетовой (УФ) фотолитографии. Другими методами изготовления планарных ТГц-метаматериалов (для работы на больших длинах волн) является обычная [154, 155] и струйная печать [156]. В работе [157] продемонстрирована возможность применения технологии 3D-печати для изготовления периодических структур для задач ТГц-фильтрации.

В качестве подложек для ТГц-метаматериалов используются полупроводники с высоким удельным сопротивлением либо диэлектрики. Они не только обеспечивают механическую поддержку, но и влияют на общие свойства метаматериала, как элементы эквивалентной электрической схемы. В работах [158–162] описаны ТГц-метаматериалы на основе полимеров, а также гибких плёнок на основе шёлка для приложений биологии и медицины.

Процесс фотолитографии, используемый для изготовления фильтров на основе ЧСП, хорошо известен [163] и состоит из шести этапов: 1) нанесение металлической плёнки на подложку; 2) нанесение фоторезиста центрированием и установка фотошаблона; 3) УФ-экспо-

нирование; 4) удаление фоторезиста; 5) травление металлической плёнки вне области под фоторезистом; 6) смывка фоторезиста и финальная очистка.

Индуктивные полосовые резонансные фильтры изготавливают посредством более простой технологии — гальванопластики [164] из никелевой фольги толщиной, как правило, от 3 мкм. В данном случае, при оптимальном подборе геометрических параметров (см. раздел 4.1.3), можно получить фильтры с пропусканием излучения более 90 % для λ_r . Для изготовления таких фильтров можно использовать и другие металлы (например, медь), но при этом минимальная толщина должна быть более 3 мкм. Выбор никеля также связан с высоким порогом повреждения фильтра из указанного материала (при интенсивности падающего излучения около 110 Вт см⁻² при толщине 7 мкм). Изготовление никелевых плёнок осуществляется путём осаждения никеля из электролитического раствора на фотошаблон. Технологический процесс состоит из следующих этапов: 1) очистка фотошаблона; 2) установка фотошаблона в гальванической ванне; 3) осаждение никелевой плёнки на фотошаблон; 4) снятие никелевой плёнки с фотошаблона; 5) промывка никелевой плёнки; 6) сборка фильтра в оправу. ООО "Тидекс" сообщает [115], что таким методом можно изготовить полосовые фильтры для любой полосы пропускания в диапазоне от 0,1 до 15 ТГц (т.е. от 3000 до 20 мкм) и обеспечить высокое пропускание (60–90 %) в полосе пропускания излучения, низкое пропускание ($< 4\%$) в областях подавления, причём порог повреждения таких фильтров в диапазоне частот 0,1–15 ТГц составляет 65–100 Вт см⁻².

Процесс прохождения излучения через планарные (квазидвумерные) метаматериалы правильнее описывать как процесс рассеяния, чем как процесс прохождения через эффективную среду [165], в последнем же случае необходимо формирование трёхмерной структуры. Изготовление трёхмерных ТГц-метаматериалов технологически всё ещё достаточно сложно. Квазитрёхмерные ТГц-метаматериалы можно получить путём послойного изготовления или укладки двумерных метаматериалов [166–170]. Одна из ключевых проблем в создании истинных трёхмерных ТГц-метаматериалов заключается в формировании внеплоскостных резонаторов, что трудно осуществить с помощью стандартных методов микропроизводства. Вариантом решения является изготовление микроэлектромеханических систем (МЭМС) с использованием переконфигурируемых ТГц-метаматериалов. Например, в работе [171] описано создание массива отдельно стоящих вне плоскости разрезных кольцевых резонаторов, соединённых с поддерживающей подложкой консольными ножками. Известна работа [172], в которой описан трёхэтапный иерархический процесс самосборки микромассивов, состоящих из металлических многогранников. Другая технология изготовления 3D-метаматериалов была продемонстрирована для применения в области частот среднего ИК-диапазона [173, 174], но с потенциалом для использования в ТГц-диапазоне. Она основана на мембранной проекционной литографии, многоэтапном процессе создания внеплоскостных разрезных кольцевых резонаторов. Вначале на проявляемую относительно толстую полимерную плёнку наносится тонкий мембранный материал. Далее с помощью литографических методов на мембране формируются отверстия в форме разрезных кольцевых резонаторов.

Эти отверстия обеспечивают доступ проявителя для растворения полимера под мембраной и формирования полостей. Затем происходит осаждение металлов через отверстия для создания внеплоскостных разрезных кольцевых резонаторов под мембраной и на стенках полости.

В ряде работ описаны и другие методы изготовления ТГц-метаматериалов. В работе [116] упомянута методика создания цельнометаллического ФВЧ, основанная на рентгенолитографическом формировании маски из фоторезиста SU-8 на кремниевой подложке с использованием вольфрамового фотошаблона и последующим гальваническим нанесением медного слоя через резистивную маску. Данная методика основана на известном способе изготовления подобных структур посредством LIGA-технологии, когда образец гальванически выращивается на подложке через резистивную маску, но имеет ряд отличий. Авторы предлагают новую технологию изготовления высококонтрастного шаблона на основе вольфрамовой фольги, при создании топологического рисунка которого применяются операции фотолитографии и плазмохимического травления, что позволяет понизить шероховатость края рисунка по сравнению с технологией лазерной резки. Кремниевая подложка удаляется путём травления. Авторы описывают созданный таким образом ФВЧ с частотой отсечки 0,42 ТГц.

В работе [175] описано производство полосовых крестообразных фильтров методом лазерной абляции микрофольги. В этой же работе пары данных фильтров использованы как эталоны Фабри – Перо с перестраиваемой длиной волны.

5. Поляризационные ТГц-фильтры

Поляризационные ТГц-фильтры [176] представляют собой отдельный класс полосовых фильтров, принцип работы которых основан на эффекте двулучепреломления и эффекте поглощения поляризованного света в двулучепреломляющих средах. Поляризационные фильтры в общем случае известны уже давно, и освещены в целом ряде работ [177–193]. Вместе с тем применение этих фильтров в ТГц-диапазоне является сравнительно новым направлением. В литературе описаны два типа поляризационных фильтров: фильтр Лио [194] и Шольца. Фильтр Лио представляет собой сборку волновых пластин различной толщины, между которыми вставлены линейные поляризаторы (рис. 16а (заимствовано из [182])). В работе [195] описан перестраиваемый ТГц-фильтр Лио, работающий в частотном диапазоне 0,388–0,564 ТГц, созданный на основе жидкокристаллических волновых пластин.

Фильтр Шольца представляет собой набор одинаковых волновых пластин, в которых направления оптических осей чередуются с противоположным знаком под равными азимутальными углами ρ . Набор помещён между скрещенными поляризаторами. Существует два типа фильтров Шольца. Первый тип — чередующийся фильтр Шольца [196], в котором угол k -й пластины $\phi_k = (-1)^k \rho$ ($k = 0, 1, \dots$, чётное) относительно направления поляризации падающего излучения (поляризация сформирована после прохождения через первый, внешний, поляризатор) (рис. 16б). Второй тип — всеерный фильтр Шольца, в котором оптические оси волновых

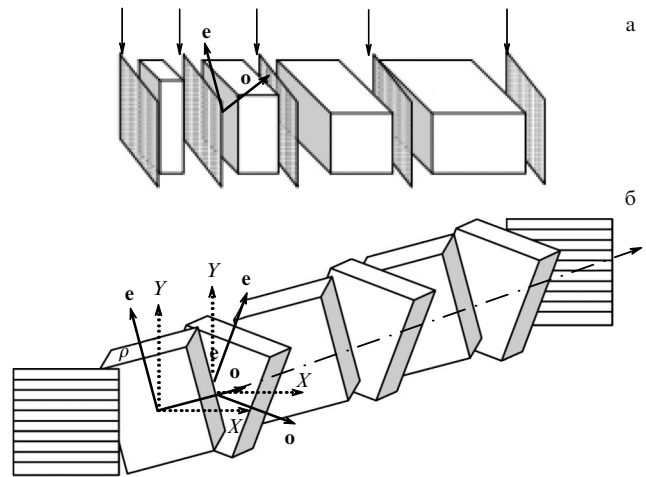


Рис. 16. (а) Поляризационный фильтр Лио (заимствовано из [182]). (б) Чередующийся (folded) фильтр Шольца (заимствовано из [196]).

пластин расположены с последовательным доворотом на один и тот же азимутальный угол $\phi_k = (2k + 1)\rho$, $k = 0, 1, \dots$. Фильтр Лио несколько лучше подавляет вторичные максимумы вблизи полосы пропускания, чем фильтр Шольца. Однако полоса пропускания фильтра Шольца более узкая, а коэффициент пропускания более высок [180]. Известны работы, где описаны перестраиваемые фильтры Шольца на основе управляемых электрооптических волновых пластин [197], а также жидких кристаллов [198, 199]. Во второй работе фильтр представлял собой устройство, работающее в полосе пропускания 0,176–0,793 ТГц и состоящее из двух управляемых жидкокристаллических волновых пластин, помещённых между двух параллельных проволочных поляризаторов.

В работе [193] приведён метод расчёта чередующегося фильтра Шольца. Центральная частота f_c фильтра Шольца выводится из выражения

$$f_c = \frac{(2m + 1)c}{2(n_e - n_o)d}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (38)$$

где n_e и n_o — показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн соответственно, d — толщина волновой пластины (одинаковая для всех), m — порядок полуволновой пластины, c — скорость света в вакууме. Пропускание фильтра выводится с помощью матричного метода Джонса [200] и тождества Чебышёва [201]:

$$T = \left| \tan(2\rho) \cos \chi \frac{\sin(N\chi)}{\sin \chi} \right|^2. \quad (39)$$

Здесь $\cos \chi = \cos(2\rho) \sin \Gamma/2$, где Γ — частотно-зависимая ретардация (фазовая задержка) волновой пластины, N — чётное количество волновых пластин. Это выражение можно свести к виду $T = \sin^2(2N\rho)$ при $\Gamma = (2m + 1)\pi$. Таким образом, коэффициент пропускания фильтра Шольца на центральной частоте f_c составляет 100 % в случае, если $\rho = \pi/4N$.

Более подробно с методами и примерами расчёта поляризационных фильтров на основе формализма Джонса можно ознакомиться, например, в работах [180, 184, 202–208].

Дополнительно стоит упомянуть так называемую перестраиваемую составную волновую пластину, представляющую собой сборку из нескольких волновых пластин рассчитанной толщины, выставляемых под определёнными азимутальными углами [209, 210]. Этот прибор используется как волновая пластина, настраиваемая на различные частотные области ТГц-диапазона. В указанной работе была продемонстрирована возможность использования перестраиваемых составных волновых пластин в качестве неперестраиваемого ТГц-фильтра Шольца. Расчёт углов был произведён исходя из теории, описанной в [179], составная волновая пластина располагалась между парой скрещенных линейных поляризаторов.

6. Плазмонные ТГц-фильтры

В литературе описаны попытки создать ТГц-фильтры на основе эффектов плазмоники. В ранних работах [24, 211] также продемонстрировано наличие плазмонного отклика на частотах в несколько ГГц в тонких металлических проволочных структурах с эффективной плазменной частотой, имеющей величину намного ниже, чем в объёмных металлах. Применение плазмонных метаматериалов для ТГц-приложений в качестве ФВЧ также было предложено в работе [212].

Для объёмных металлов при $\omega t_c \gg 1$ (где t_c — время релаксации свободных носителей) зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость описывается моделью Друде как

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (40)$$

где ω_p — плазменная частота, связанная с электронной плотностью n , массой электрона m_e и зарядом e выражением $\omega_p^2 = ne^2/\varepsilon_0 m_e$. Для большинства металлов плазменная частота находится в диапазоне от видимой до ультрафиолетовой областей частот. Применение метаматериалов позволяет снизить значение ω_p в область ТГц-частот, а также позволяет применить для ТГц-диапазона формулу (40) в силу выполнимости условия $\omega t_c \gg 1$. Согласно теории, изложенной в работе [24], для метаматериалов, представляющих собой двумерный массив проводов, для их электромагнитного отклика на падающую волну с компонентой электрического поля, параллельной проводам, будет справедлива формула для плазменной частоты

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)}, \quad (41)$$

где c_0 — скорость света в вакууме, a — постоянная решётки двумерной проволочной структуры, r — радиус проволоки. Плазменная частота уменьшается не только за счёт уменьшения эффективной электронной плотности, но и за счёт увеличения эффективной массы электронов из-за индуцированного тока в проводе и, следовательно, увеличения магнитного поля вокруг провода. Эффективная плазменная частота существенно зависит от постоянной решётки и радиуса проволоки. Данный факт даёт возможность настройки ω_p путём подбора геометрических параметров метаматериалов. Для электромагнитных волн с частотой ниже, чем ω_p ,

эффективная диэлектрическая проницаемость тонкой металлической структуры будет отрицательной, согласно уравнению (40), при этом внутри метаматериала волна распространяться не будет. Выше ω_p эффективная диэлектрическая проницаемость положительна, и волна может распространяться через структуру. Коэффициент отражения при нормальном падении света на такой метаматериал можно рассчитать из уравнения Френеля

$$R = \left| \frac{\left(\frac{k_0/\varepsilon_0 - k_1/\varepsilon_1}{k_0/\varepsilon_0 + k_1/\varepsilon_1} \right) (1 - \exp(-2ik_1d))}{1 - \left(\frac{k_0/\varepsilon_0 - k_1/\varepsilon_1}{k_0/\varepsilon_0 + k_1/\varepsilon_1} \right)^2 \exp(-2ik_1d)} \right|^2, \quad (42)$$

где k_0 , ε_0 , и k_1 , ε_1 — волновой вектор и диэлектрическая проницаемость воздуха и метаматериала соответственно, d — толщина метаматериала. Значение ε_1 зависит от частоты и может быть рассчитано из формул (40), (41). При этом было показано, что характер поведения R имеет вид, характерный для ФВЧ. Изменение геометрических параметров материала может позволить изменять спектр пропускания фильтров такого типа.

Плазмонный полосовой фильтр также описан в работе [213]. Этот фильтр также представлял собой массив наностержней, обеспечивающих нулевое пропускание излучения с направлением вектора электрического поля параллельно наностержням в некотором частотном диапазоне. Фильтр был изготовлен с помощью ультрафиолетовой фотолитографии. Максимальное пропускание фильтра достигало 97,5 %. Было показано, что увеличение диаметра наностержней увеличивает значение центральной частоты основной и вторичной полос пропускания фильтра. Для расчёта фильтра авторы применяли моделирование методом FDTD (Finite-Difference Time-Domain [214]), проводя анализ фотонной запрещённой зоны системы стержней. Вместе с тем, поскольку на расчётной частоте ω_p не наблюдается плазмонного края, не исключено, что эффект фильтрации в данной работе связан не с плазмонным эффектом, а эффектом фотонного кристалла.

7. Экзотические варианты ТГц-фильтров

Помимо применяемых в ТГц-оптике и фотонике и производимых промышленно ТГц-фильтров, описанных в разделах 3, 4, известно также существенное количество экзотических научных разработок, доведённых до стадии эксперимента. Данные разработки пока что имеют преимущественно научную, нежели производственную ценность, тем не менее они заслуживают отдельного внимания.

В работе [215] продемонстрировано, что если на "обычный" полосовой фильтр с крестообразными отверстиями нанести слой углеродных нанотрубок, то при оптической накачке лазером на длине волны 980 нм изменяется величина основного максимума пропускания фильтра, а положение побочного максимума поглощения сдвигается в область больших частот (на 9 ГГц относительно 0,275 ТГц), поскольку при оптической накачке импеданс поверхности с нанесёнными нанотрубками будет меняться, а следовательно, будет меняться и условие возникновения резонансной моды.

В работе [216] описан перестраиваемый полосовой ТГц-фильтр на основе двух параллельных сеток с крестообразными отверстиями, интегрированных с нематическим жидким кристаллом. При приложении к жидкому кристаллу управляющего напряжения меняется его диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и суммарное пропускание системы. Авторам удалось продемонстрировать смещение положения максимума полосы пропускания от 0,82 до 0,87 ТГц.

В ряде работ описаны перестраиваемые ТГц-фильтры на основе графенсодержащих материалов [217–219]. В частности, в первой из указанных работ описано использование вырезающего резонансного фильтра на основе легированных графеновых колец на кремниевой подложке, а во второй из этих работ — перестраиваемый резонансный ТГц-фильтр на основе резонанса Фано с управляемым положением уровня Ферми в графенсодержащем геле. В недавней работе [220] получен интересный результат, связанный с применением периодической решётки на основе графена, представляющей собой одномерный фотонный кристалл, для получения резонансного ТГц ФВЧ. Продемонстрировано изменение резонансной частоты фильтра от 0,446 до 0,715 ТГц за счёт применения различных сменных графеновых решёток.

В работе [221] описан тип вырезающих ТГц-фильтров, изготовленных на основе фотонного кристалла, представляющего собой массив отверстий в полимерной трубке из циклоолефинового сополимера TOPAS, обладающего низкими потерями в ТГц-диапазоне. О создании вырезающего фильтра на основе периодической системы отверстий в полимерном волноводе также сообщалось в работе [222], где был продемонстрирован спектр пропускания фильтра, имеющий спектральный провал шириной 200 ГГц с центром около 0,3 ТГц.

В работе [223] продемонстрирован эффект фильтрации высоких частот ТГц-излучения ТЕ-мод. Сгенерированные в системе параллельных пластин TM_0 -, TM_2 - и TM_4 -моды с частотой 4 ТГц использовались для демонстрации возможности фильтрации их низкочастотных компонент, а излучение ТЕ₁-моды отрезалось на частоте 1,5 ТГц в случае взаимной параллельности направления поляризации моды и плоскости пластин.

В работе [224] описан полосовой интерференционный фильтр на основе массива кремниевых микродисков в матрице на основе полимера PRX. Показано, что спектр пропускания этого фильтра зависит от радиуса микродисков, и продемонстрировано смещение полосы пропускания на 0,3 ТГц в области 1–1,5 ТГц. Принцип действия фильтра основан на резонансном эффекте поглощения волн в периодических структурах на основе материалов с различными показателями преломления, таких как фотонные кристаллы. Фильтрация ТГц-излучения в таких системах ранее также была описана в работе [225].

В работе [226] обсуждается полосовой терагерцовый фильтр на основе многослойных метаматериалов, проведено численное моделирование и экспериментальная проверка его работы. Сперва изучалось поведение взятой в качестве фильтра двухслойной метаповерхности, представляющей собой уединённый двухслойный цилиндр как элементарную ячейку в периодической системе. Далее авторы показали, что при увеличении числа цилиндров как базовых элементов в элементарной ячейке полоса

пропускания фильтра увеличится. Кроме того, показана возможность настройки центральной частоты посредством изменения размера базового элемента. Основными преимуществами предлагаемой структуры являлась широкая полоса пропускания, настраиваемость и простота сборки. Было показано, что полоса пропускания предлагаемого полосового фильтра составляет около 1 ТГц, а величина пропускания близка к 93 %. Исходная идея базировалась на работе [227], где описывалась возможность создания сборки из нескольких резонаторов на основе метаматериалов для создания резонансной суперъёмкости.

В работе [228] представлена модель переключаемого отрезающего/вырезающего фильтра на основе метаматериала на базе оксида ванадия VO_2 , который имеет фазовый переход между проводящим и диэлектрическим состояниями при температуре 67 °С, позволяющий осуществлять термическое управление его свойствами. Авторы описывают многослойную сборку, состоящую из прослойки VO_2 , заключённой в слой Si_3N_4 , нанесённый на кремниевую подложку. На поверхность VO_2 был нанесён алюминиевый управляющий контакт. В случае, когда VO_2 находится в диэлектрическом состоянии, сборка играет роль вырезающего фильтра с центральной частотой 0,95 ТГц, а при переходе VO_2 в металлическое состояние фильтр становится отрезающим.

В работах [229–232] описаны перестраиваемые фильтры ТГц-диапазона на основе технологии МЭМС. Полосовой фильтр, описанный в этих работах, был создан на основе фотонного кристалла, представляющего собой механически перестраиваемую сборку из двух решётчатых металлических пластин, обеспечивающую перестройку в диапазоне 3,5 ГГц. Ещё одним вариантом перестраиваемого полосового ТГц-фильтра на основе фотонного кристалла является описанная в работе [233] сборка на основе пары брэгговских зеркал, состоящих из трёх пластин кристаллического кварца, перемежающихся двумя слоями керамики SeO_2 . Между зеркалами располагался монокристалл $SrTiO_3$, обеспечивающий перестройку параметров фильтра за счёт наличия температурной зависимости диэлектрической проницаемости. К сожалению, приборы на основе МЭМС сложны и дороги в изготовлении, а также в целом имеют низкую добротность.

Экзотическим вариантом полосового ТГц-фильтра является модель интерференционного фильтра на основе периодической структуры, описанная в работе [234]. Эта модель представляет собой сборку из многократно чередующихся пластин из двух материалов с разными показателями преломления. Одним из двух материалов является четвертьволновая пластина с показателем преломления n_2 . Четвертьволновая пластина установлена между двумя группами слоёв $(n_1 n_2)^N (n_1 n_2)^N$, что приводит к сборке $(n_1 n_2)^N n_2 (n_1 n_2)^N$, где N — периодичность (рис. 17), l_1 и l_2 — толщины соответствующих пластин. Если в правой части последовательности расположить пластину из материала n_2 , а саму сборку расположить между подложками с показателями преломления n_a и n_b (целесообразно взять их равными), пропускание сборки будет вести себя эквивалентно полосовому фильтру вокруг некоторой длины волны λ_0 .

Области отражения диэлектрического зеркала определяются N -кратным периодическим повторением сборки $(n_1 n_2)^N$. Матрица пропускания для полного электри-

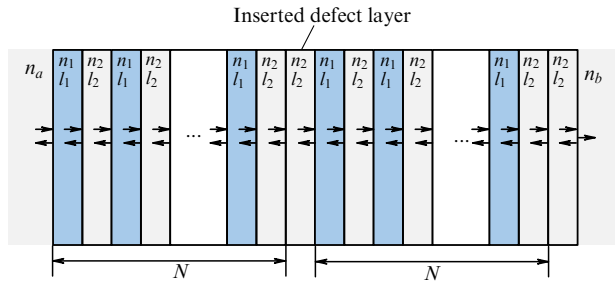


Рис. 17. Схема интерференционного полосового ТГц-фильтра на основе периодической последовательности слоёв двух материалов.

ческого и магнитного полей i -го слоя определяется выражением

$$\begin{bmatrix} E_j \\ H_j \end{bmatrix} = M_i \begin{bmatrix} E_{j+1} \\ H_{j+1} \end{bmatrix} \quad j = N, N-1, \dots, 1, \quad (43)$$

где

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(k_j l_j) & i\eta_j \sin(k_j l_j) \\ i\eta_j \sin(k_j l_j) & \cos(k_j l_j) \end{bmatrix},$$

$k_j l_j = 2\pi n_j l_j / \lambda$, $\eta_j = \eta_0 / n_j$, η_0 — волновой импеданс. Тогда полную матрицу пропускания можно получить путём перемножения всех матриц пропускания слоёв в сборке:

$$M = (M_1 M_2)^N = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}. \quad (44)$$

Коэффициенты отражения и пропускания можно получить из формул:

$$\begin{cases} r = \frac{(M_{11} + M_{12}\eta_0)\eta_0 - (M_{21} + M_{22}\eta_0)}{(M_{11} + M_{12}\eta_0)\eta_0 + (M_{21} + M_{22}\eta_0)}, \\ t = \frac{2\eta_0}{(M_{11} + M_{12}\eta_0)\eta_0 + (M_{21} + M_{22}\eta_0)}, \end{cases} \quad (45)$$

а итоговое пропускание сборки будет определяться простым соотношением $T = tt^*$. Авторы приводят результаты моделирования для $n_1 l_1 = n_2 l_2 = \lambda_0 / 4$ для некоторой требуемой длины волны λ_0 . Были выбраны $n_a = n_b = 1,52$ (стекло), $n_1 = 2,1$ (оксид циркония) и $n_2 = 1,4$ (фторид магния). Также была выбрана $\lambda_0 = 1$ мм, соответствующая частоте 0,3 ТГц, применяемой в телекоммуникационном диапазоне. Было показано, что, подбирая толщины и период слоёв, можно добиться высокой точности и малой ширины максимума пропускания. В частности, при отклонении толщин пластин в 2 % точность положения полосы пропускания составляет около 5 %. Теория интерференционного усиления для фильтрации в приложении к полосовым и другим фильтрам также описана в работах [235, 236] безотносительно конкретного частотного диапазона и вполне может быть приложена к терагерцовому при подборе соответствующих материалов. Вместе с тем для получения практически значимых фильтров таким способом требуется весьма высокая точность изготовления пластин по толщине, параллельности и минимальной шероховатости, что снижает практическую значимость такого типа фильтров.

Заслуживают внимания работы [237, 238]. Авторы описывают конструкцию фильтра, в которой использо-

вана частотная зависимость фазовой скорости низшего порядка поперечно-электрической TE_1 -моды волновода, расположенного между парой отражающих пластин. Авторы показали, что такая частотная зависимость может быть взята за основу для построения двумерной искусственной диэлектрической среды с эффективным показателем преломления $0 \leq n < 1$. При этом распространяющаяся внутри волновода ТГц-волна преломлялась, как в обычной диэлектрической призме. Данное устройство позволяло выделять излучение на определённой частоте внутри широкополосного терагерцового импульса. Поскольку различные частотные компоненты имеют различные показатели преломления внутри волновода, то, согласно закону Снеллиуса, направление распространения внутри волновода этих компонент зависит от частоты. Поскольку показатель преломления монотонно изменялся от единицы до нуля по мере уменьшения частоты, то луч, выходящий из волновода, пространственно распределялся по частотам (чирпировался), причём высокочастотные компоненты излучения лежали ближе к входной оптической оси, а низкочастотные компоненты были смещены от оптической оси. Затем пространственно распределённый луч фокусировался и заводился в идентичный волновод. Это меняло пространственный чирп, объединяя различные частотные компоненты обратно в один выходящий луч. Выбирая правильное расстояние между пластинами, длину волновода и угловое положение пластин, можно выполнять различные функции спектральной фильтрации, блокируя части пространственно чирпированного луча. Например, при помещении в волновод металлической пластины система приобретает свойства отрезающего фильтра. Авторы также показали возможность работы такой системы в качестве ФВЧ, полосового и вырезающего фильтров в диапазоне 0,1–1 ТГц. В целом теория резонансного усиления безотносительно конкретного частотного диапазона развита в ряде работ, например [235, 236], и может быть приложена к терагерцовому диапазону при подборе соответствующих материалов.

Таким образом, существует множество работ, посвящённых фильтрации ТГц-излучения различными способами, в том числе экзотическими. Данная тема остаётся крайне актуальной в силу развития приборной основы — источников и детекторов ТГц-излучения.

8. Заключение

В представленном обзоре проведено подробное рассмотрение пассивных оптических элементов для фильтрации ТГц-излучения. Показано, что фильтрация возможна на основе нескольких различных физических принципов: поглощения и рассеяния в материалах, использования частотно-селективных поверхностей, подавляющих проходящее излучение на определённых частотах. Также были рассмотрены фильтры, в которых происходит взаимодействие падающего света со свободными носителями, вызывающее поверхностный плазмонный резонанс, фильтры на основе двулучепреломляющих сред, а также на основе некоторых других экзотических эффектов. Приведены ссылки на существенное количество работ по данной тематике и показано, что потребность в создании практически значимых и удобных в изготовлении ТГц-фильтров существует до настоящего времени, и работы на эту тему продолжаются. Наибольшее

распространение получили отрезающие фильтры на основе комбинации слоёв поглощающих материалов, а также полосовые фильтры на основе перфорированных металлических фольг. ТГц-фильтры являются неотъемлемой частью приборов ТГц-спектроскопии и сенсорики. Интерес к этим направлениям ТГц-оптики не угасает.

Можно предположить, что дальнейшее развитие фильтрующих элементов ТГц-оптики будет связано с улучшением технологии изготовления частотно-селективных поверхностей, их точности и повторяемости элементов массивов. Не исключается и применение новых поглощающих материалов с увеличенным значением коэффициента пропускания в требуемой области ТГц-излучения. Алгоритмы расчёта ТГц-фильтров разработаны и хорошо известны. Работы над экзотическими устройствами фильтрации ТГц-излучения также будут продолжаться, но в ближайшей перспективе маловероятно, что их результаты будут коммерчески значимыми.

Список литературы

- Federici J F et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** S266 (2005)
- Friederich F et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 183 (2011)
- Ajito K, Ueno Y *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 293 (2011)
- Humphreys K et al., in *Proc. of the 26th Annual Intern. Conf. of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, San Francisco, CA, USA, 1–5 September 2004* (Piscataway, NJ: IEEE, 2005) DOI:10.1109/IEMBS.2004.1403410
- Zhang X-C, Xu J *Introduction to THz Wave Photonics* (New York: Springer, 2010) p. 49, DOI:10.1007/978-1-4419-0978-7_3
- Jepsen P U, Cooke D G, Koch M *Laser Photon. Rev.* **5** 124 (2011)
- Averitt R D, Taylor A J *J. Phys. Condens. Matter* **14** R1357 (2002)
- Taylor Z D et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 201 (2011)
- Nuss M C, Orenstein J, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids* (Topics in Applied Physics, Vol. 74, Eds G Grüner) (Berlin: Springer, 2007) p. 7, DOI:10.1007/BFb0103419
- Ашкрофт Н, Мермин Н *Физика твердого тела* (М.: Мир, 1979); Пер. с англ. яз.: Ashcroft N W, Mermin N D *Solid State Physics* (New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976)
- van Exter M, Grischkowsky D *Phys. Rev. B* **41** 12140 (1990)
- Piccioli N et al. *Appl. Opt.* **16** 1236 (1977)
- Ghosh G *Handbook of Refractive Index and Dispersion of Water for Scientists and Engineers* (Brisbane: S. Ghosh, 2005); Available online, <https://refractiveindex.info/?shelf=3d&book=liquids&page=water>
- Banda E J K B et al. *J. Phys. C* **20** 2323 (1987)
- Benford D J, Gaidis M C, Kooi J W *Appl. Opt.* **42** 5118 (2003)
- THz Low Pass Filters. TYDEX. Available online, https://www.tydexoptics.com/products/thz_assemblies/thz_low_pass_filter/
- Shen Y C, Taday P F, Pepper M *Appl. Phys. Lett.* **92** 051103 (2008)
- Franz M, Fischer B M, Walther M *Appl. Phys. Lett.* **92** 021107 (2008)
- Kock W E *Bell Syst. Tech. J.* **27** (1) 58 (1948)
- Jones S S D, Brown J *Nature* **163** 324 (1949)
- Brown J *Proc. IEEE* **97** 45 (1950)
- Rotman W *IRE Trans. Antennas Propag.* **10** 82 (1962)
- Pendry J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773 (1996)
- Pendry J B et al. *J. Phys. Condens. Matter* **10** 4785 (1998)
- Pendry J B et al. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075 (1999)
- Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
- Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
- Веселаго В Г *УФН* **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
- Schurig D et al. *Science* **314** 977 (2006)
- Schurig D, Pendry J B, Smith D R *Opt. Express* **14** 9794 (2006)
- Alù A, Engheta N *Phys. Rev. E* **72** 016623 (2005)
- Milton G W, Nicorovici N-A P *Proc. R. Soc. London A* **462** 3027 (2006) DOI:10.1098/rspa.2006.1715
- Nachman A I *Ann. Math.* **128** 531 (1988)
- Gbur G *Prog. Opt.* **45** 273 (2003)
- Greenleaf A, Lassas M, Uhlmann G *Physiol. Meas.* **24** 413 (2003)
- Greenleaf A, Lassas M, Uhlmann G *Math. Res. Lett.* **10** 685 (2003) DOI:10.4310/MRL.2003.v10.n5.a11
- Cummer S A et al. *Phys. Rev. E* **74** 036621 (2006)
- Greegor R B et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 091114 (2005)
- Driscoll T et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 081101 (2006)
- Justice B J et al. *Opt. Express* **14** 8694 (2006)
- Rybin M V et al. *Sci. Rep.* **5** 8774 (2015)
- Gaillot D P, Croënne C, Lippens D *Opt. Express* **16** 3986 (2008)
- Leonhardt U *Science* **312** 1777 (2006)
- Shalaev V M *Science* **322** 384 (2008)
- Leonhardt U *New J. Phys.* **8** 118 (2006)
- Ramakrishna S A, Pendry J B *Phys. Rev. B* **67** 201101 (2003)
- Schurig D et al. *Science* **314** 977 (2006)
- Schurig D et al. *Opt. Express* **15** 14772 (2007)
- Rahm M et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 063903 (2008)
- Zhang P, Jin Y, He S *Opt. Express* **16** 3161 (2008)
- Kildishev A V, Shalaev V M *Opt. Lett.* **33** 43 (2008)
- Narimanov E E, Shalaev V M *Nature* **447** 266 (2007)
- Кильдишев А В, Шалаев В М *УФН* **181** 59 (2011); Kildishev A V, Shalaev V M *Phys. Usp.* **54** 53 (2011)
- Lu X et al. *Front. Phys.* **10** 1 (2022)
- Cao L et al. *Adv. Mater. Technol.* **10** 2401358 (2024) DOI:10.1002/admt.202401358
- Cong L, Singh R "Sensing with THz metamaterial absorbers", arXiv:1408.3711
- Prasad T et al. *Opt. Lett.* **32** 683 (2007)
- Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
- Podolskiy V A, Narimanov E E *Phys. Rev. B* **71** 201101 (2005)
- Podolskiy V A, Alekseyev L V, Narimanov E E *J. Mod. Opt.* **52** 2343 (2005)
- Wangberg R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 498 (2006)
- Podolskiy V A, Narimanov E E *Opt. Lett.* **30** 75 (2005)
- Durant S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 2383 (2006)
- Liu Z et al. *Nano Lett.* **7** 403 (2007)
- Liu Z et al. *Opt. Express* **15** 6947 (2007)
- Lee H et al. *Opt. Express* **15** 15886 (2007)
- Pendry J B, Ramakrishna S A *J. Phys. Condens. Matter* **14** 8463 (2002)
- Shalaev V M *Nature Photon.* **1** 41 (2007)
- Wood B *Laser Photon. Rev.* **1** 249 (2007)
- Goussetis G, Feresidis A P, Harvey A R *J. Mod. Opt.* **57** 1 (2010)
- Cai W, Shalaev V *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* 1st ed. (New York: Springer-Verlag, 2010) DOI:10.1007/978-1-4419-1151-3
- Smith D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184 (2000)
- Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
- Yen T J et al. *Science* **303** 1494 (2004)
- Moser H O et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 063901 (2005)
- Katsarakis N et al. *Opt. Lett.* **30** 1348 (2005)
- Azad A K, Dai J, Zhang W *Opt. Lett.* **31** 634 (2006)
- Schurig D, Mock J J, Smith D R *Appl. Phys. Lett.* **88** 041109 (2006)
- Chen H-T et al. *Opt. Express* **15** 1084 (2007)
- Padilla W J et al. *Phys. Rev. B* **75** 041102 (2007)
- Azad A K et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 011119 (2008)
- Shalaev V M et al. *Opt. Lett.* **30** 3356 (2005)
- Zhang S et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 137404 (2005)
- Dolling G et al. *Science* **312** 892 (2006)
- Dolling G et al. *Opt. Lett.* **30** 3198 (2005)
- Gundogdu T F et al. *Opt. Express* **16** 9173 (2008)
- Awad M, Nagel M, Kurz H *Opt. Lett.* **33** 2683 (2008)
- Paul O et al. *Opt. Express* **16** 6736 (2008)
- Beruete M, Sorolla M, Campillo I *Opt. Express* **14** 5445 (2006)
- Croënne C et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 133112 (2009)
- Wang S et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 181902 (2010)
- Wang S et al. *J. Appl. Phys.* **107** 074510 (2010)
- Ishikawa A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 043904 (2009)
- Tavallae A A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **46** 1091 (2010)
- Linden S et al. *Science* **306** 1351 (2004)
- Zhou J et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 223902 (2005)
- Chen H-T et al. *Laser Photon. Rev.* **5** 513 (2011)

98. Sternberg O "Resonances of periodic metal-dielectric structures at the infrared wavelength region", PhD Dissertation (Newark, NJ: New Jersey Institute of Technology, 2002); Available online, <https://digitalcommons.njit.edu/dissertations/548>
99. Russer P "The transmission line matrix method", in *New Trends and Concepts in Microwave Theory and Technics* (Trivandrum, India: Research Signpost, 2004)
100. Munk B A *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design* (New York: John Wiley and Sons, 2000)
101. Ade P et al. *Proc. SPIE* **6275** 62750U1 (2006)
102. Leipoldt K J et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **12** 263 (1991)
103. Mittra R, Chan C H, Cwik T *Proc. IEEE* **76** 1593 (1988)
104. THz Materials. TYDEX. Available online, https://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_materials/
105. Роголин В Е, Каплунов И А, Кропотов Г И *Оптика и спектроскопия* **125** 851 (2018); Rogalin V E, Kaplunov I A, Kropotov G I *Opt. Spectrosc.* **125** 1053 (2018)
106. Ulrich R *Infrared Phys.* **7** 37 (1967)
107. Porterfield D W et al. *Appl. Opt.* **33** 6046 (1994)
108. Irwin P G J et al. *Infrared Phys.* **34** 549 (1993)
109. Melo A M et al. *Appl. Opt.* **47** 6064 (2008)
110. Kuznetsov S A et al. *Key Eng. Mater.* **437** 276 (2010)
111. Baumann F et al. *Opt. Lett.* **28** 938 (2003)
112. Winnewisser C et al. *Appl. Opt.* **38** 3961 (1999)
113. Bortolucci E et al., in *Proc. of the II Workshop on Semiconductors and Micro and Nano Technology, Seminatec, Sao Bernardo do Campo, Brazil, 2012*
114. Харвей А Ф *Техника сверхвысоких частот* (М.: Сов. радио, 1965); Пер. с англ. яз.: Harvey A F *Microwave Engineering* (London: Academic Press, 1963); Marcuvitz N *Waveguide Handbook* (New York: McGraw-Hill, 1951)
115. ТГц полосовые резонансные фильтры. TYDEX. Available online, https://www.tydexoptics.com/ru/products/tgc-ustrojstva/thz_band_pass_filter/
116. Генцелев А Н и др. *Автометрия* **55** (2) 14 (2019); Gentslev A N et al. *Optoelectron. Instrum. Data Proces.* **55** 115 (2019) DOI:10.3103/S875669901902002X
117. Melo A M et al. *Adv. Opt. Technol.* **2012** 530512 (2012)
118. Ma Y et al. *Opt. Lett.* **35** 469 (2010)
119. Bark H S et al. *Sci. Rep.* **11** 1307 (2021)
120. Liu D et al. *Opt. Express* **29** 24779 (2021)
121. Liu D et al. *Opt. Lett.* **46** 4370 (2021)
122. Shahounvand H, Fard A, Tavakoli M B *Opt. Quantum Electron.* **54** 120 (2022)
123. Landy N I et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402 (2008)
124. Tao H et al. *Opt. Express* **16** 7181 (2008)
125. Tao H et al. *Phys. Rev. B* **78** 241103 (2008)
126. Diem M, Koschny T, Soukoulis C M *Phys. Rev. B* **79** 033101 (2009)
127. Landy N I et al. *Phys. Rev. B* **79** 125104 (2009)
128. Shchegolkov D Yu et al. *Phys. Rev. B* **82** 205117 (2010)
129. Li Y et al. *J. Phys. D* **42** 095408 (2009)
130. Chen H-T et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 073901 (2010)
131. Wen Q-Y et al. *Opt. Express* **17** 20256 (2009)
132. O'Hara J, Azad A K, Taylor A J *Eur. Phys. J. D* **58** 243 (2010)
133. Richards P L J. *Appl. Phys.* **76** 1 (1994)
134. Kuznetsov S A et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 023501 (2011)
135. Ye Y Q, Jin Y, He S J. *Opt. Soc. Am. B* **27** 498 (2010)
136. Wen Q-Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 241111 (2009)
137. Tao H et al. *J. Phys. D* **43** 225102 (2010)
138. Engheta N, Ziolkowski R W (Eds) *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations* (New York: Wiley, IEEE Press, 2006) DOI:10.1002/0471784192
139. Balanis C A *Modern Antenna Handbook* (New York: John Wiley and Sons, 2008) DOI:10.1002/9780470294154
140. Capolino F *Theory and Phenomena of Metamaterials* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2009) DOI:10.1201/9781420054262
141. Кульчицкий Н А и др. *Успехи прикладной физики* **10** (2) 203 (2022)
142. Chen H-T et al. *Nature* **444** 597 (2006)
143. Prasankumar R P et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 201107 (2005)
144. Chen H-T et al. *Opt. Lett.* **32** 1620 (2007)
145. Azad A K et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 011105 (2009)
146. Chen H-T et al. *Nature Photon.* **2** 295 (2008)
147. Shen N-H et al. *Phys. Rev. B* **79** 161102 (2009)
148. Сызранов В С и др. *Приборы и техника эксперимента* (6) 70 (2012); Syzranov V S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **55** 673 (2012)
149. Chen Y C et al. *Appl. Phys. Express* **5** 012201 (2012)
150. ТГц фильтры высоких частот. TYDEX. Available online, https://www.tydexoptics.com/pdf/ru/High-Pass-Filters_ru.pdf
151. Edelman V S, Tarasov M A, Chekushkin A M "Capillary quasi-optical highpass filter", in *Proc. of the 25th Intern. Symp. on Space Terahertz Technology, 27–30 April 2014, Moscow, Russia* Vol. 1, pp. 46–48
152. Standard filters. Multi-mesh filters. THz optical components. QMC Instruments Ltd. Available online, <https://www.terahertz.co.uk/qmci/thz-optical-components/multi-mesh-filters/standard>
153. Chen C-C *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **21** 1 (1973)
154. Walther M et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 251107 (2009)
155. Takano K et al. *Appl. Phys. Express* **3** 016701 (2010)
156. Hor Y L et al. *Appl. Opt.* **49** 1179 (2010)
157. Kaur A et al., in *Proc. of the IEEE 65th Electronic Components and Technology Conf., ECTC, 26–29 May 2015, San Diego, CA, USA* (Piscataway, NJ: IEEE, 2015) pp. 2071–2076, DOI:10.1109/ECTC.2015.7159888
158. Aznabet M et al. *Opt. Express* **16** 18312 (2008)
159. Tao H et al. *J. Phys. D* **41** 232004 (2008)
160. Miyamaru F, Takeda M W, Taima K *Appl. Phys. Express* **2** 042001 (2009)
161. Liu X et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 011906 (2010)
162. Tao H et al. *Adv. Mater.* **22** 3527 (2010)
163. Bruning J *Proc. SPIE* **652** 6520 (2007)
164. Spiro P *Electroforming: A Comprehensive Survey of Theory, Practice and Commercial Applications* (Teddington: Draper, 1971)
165. Holloway C L et al. *Metamaterials* **3** 100 (2009)
166. Gokkavas M et al. *Phys. Rev. B* **73** 193103 (2006)
167. Casse B D F et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 254106 (2007)
168. Azad A et al. *THz Sci. Technol.* **2** 15 (2009)
169. Peralta X G et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 161113 (2009)
170. Miyamaru F et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 081105 (2010)
171. Tao H et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 147401 (2009)
172. Randhawa J S et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 191108 (2010)
173. Burckel D B et al. *Adv. Mater.* **22** 3171 (2010)
174. Wendt J R et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **28** C6O30 (2010) DOI:10.1116/1.3504586
175. Han M et al. *Micromachines* **13** 1170 (2022)
176. Кавеев А К, Кропотов Г И *ВФЖ* **195** 311 (2025); Kaveev A K, Kropotov G I *Phys. Usp.* **68** 294 (2025)
177. Bloom A L J. *Opt. Soc. Am.* **64** 447 (1974)
178. Кобцев С М *Оптика и спектроскопия* **63** 1139 (1987); Kobtsev S M *Opt. Spectrosc.* **63** 672 (1987)
179. Lee Y L et al. *Opt. Lett.* **32** 2813 (2007)
180. Evans J W J. *Opt. Soc. Am.* **48** 142 (1958)
181. Zhou Y et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 733 (2003)
182. Shabtay G et al. *Opt. Express* **10** 1534 (2002)
183. Yang X et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 752 (2005)
184. Wang X, Yao J *Appl. Opt.* **31** 4505 (1992)
185. Preuss D R, Gole J L *Appl. Opt.* **19** 702 (1980)
186. Mentel J, Schmidt E, Mavrudis T *Appl. Opt.* **31** 5022 (1992)
187. Title A M *Appl. Opt.* **15** 2871 (1976)
188. von Willisen F K *Appl. Opt.* **5** 97 (1966)
189. Title A M *Appl. Opt.* **14** 445 (1975)
190. Yang D et al. *Opt. Fiber Technol.* **80** 103426 (2023)
191. Melich R, Melich Z, Šolc I, in *The Physics of Chromospheric Plasmas. Proc. of the Conf., 9–13 October, 2006, Coimbra, Portugal* (ASP Conf. Ser., Vol. 368, Eds P Heinzel, I Dorotović, R J Rutten) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2007) p. 621
192. Yu X J et al. *Displays* **3** 145 (2002)
193. Yeh P *Opt. Commun.* **29** 1 (1979)
194. Yariv A, Yeh P, in *Optical Waves in Crystal: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: John Wiley and Sons, 1984) pp. 32–158
195. Chen C-Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 101107 (2006)
196. Šolc I *J. Opt. Soc. Am.* **55** 621 (1965)
197. Pinnow D A et al. *Appl. Phys. Lett.* **34** 391 (1979)
198. Tarry H A *Electron. Lett.* **11** 471 (1975)

199. Ho I-C et al. *Opt. Lett.* **33** 1401 (2008)
200. Jones R C *J. Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
201. Васильев Н, Зелевинский А "Многочлены Чебышева и рекуррентные соотношения" *Квант* (1) 12 (1982)
202. Zhou Y et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 733 (2003)
203. Melich R, Melich Z, Šolc I *Proc. SPIE* **7018** 701854 (2008)
204. Yeh P *Opt. Commun.* **29** 1 (1979)
205. Ghosh A, Chakraborty A K *Opt. Acta Int. J. Opt.* **29** 1407 (1982)
206. Kuan W-H et al., arXiv:2103.13779
207. Jung H *Int. J. Opt.* **2010** 626583 (2010) DOI:10.1155/2010/626583
208. Hong H-G et al. *Opt. Express* **17** 15455 (2009)
209. Kaveev A K et al. *Appl. Opt.* **53** 5410 (2014)
210. ТГц перестраиваемый преобразователь поляризации. TYDEX. Available online, https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_polarizers/tunable_thz_polarization_converter/
211. Gay-Balmaz P, Maccio C, Martin O J F *Appl. Phys. Lett.* **81** 2896 (2002)
212. Muravev V M et al. *Phys. Rev. Applied* **21** 034041 (2024)
213. Gallant A J et al. *J. Appl. Phys.* **102** 023102 (2007)
214. Yee K *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** 302 (1966) DOI:10.1109/TAP.1966.1138693
215. Гомон Д А и др. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики* **19** 775 (2019) DOI:10.17586/2226-1494-2019-19-5-775-782
216. Odit M et al. "Tunable THz band-pass filter", in *Metamaterials 2012. The 6th Intern. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, 17–22 September 2012, St. Petersburg, Russia, 2012*, pp. 541–543
217. Li C et al. *J. Electromagn. Waves Appl.* **32** 2481 (2018)
218. Azimbeik M et al. *Optik* **198** 163246 (2019)
219. Mohammadi G, Orouji A, Danaie M *Results Opt.* **13** 100575 (2023)
220. Tian Z et al. *Opt. Express* **32** 24251 (2024)
221. Stecher M et al. "Fiber Drawn 2D polymeric photonic crystal THz filters", in *Conf. on Lasers and Electro-Optics 2012, San Jose, CA, USA, 6–11 May 2012* (OSA Technical Digest) (Washington, DC: Optica Publ. Group, 2012) paper CM4J.2, DOI:10.1364/CLEO_SI.2012.CM4J.2
222. Yuan J et al. *Results Phys.* **13** 102198 (2019)
223. Lee E-S, Jeon T-I *J. Opt. Soc. Korea* **13** 423 (2009)
224. Wang J, Guo K, Guo Z *AIP Adv.* **9** 045106 (2019)
225. Withayachumnankul W, Fischer B M, Abbott D *Opt. Commun.* **281** 2374 (2008)
226. Beheshti Asl A, Rostami A, Amiri I S *Opt. Quantum Electron.* **52** 155 (2020)
227. Hussain S, Min Woo J, Jang J-H *Appl. Phys. Lett.* **101** 091103 (2012)
228. Chen Y, Cheng J, Liang C *Adv. Condens. Matter Phys.* **2020** 3902835 (2020) DOI:10.1155/2020/3902835
229. Drysdale T D, Blaikie R J, Cumming D R S *Proc. SPIE* **5070** 89 (2003)
230. Drysdale T D, Blaikie R J, Cumming D R S *Appl. Phys. Lett.* **83** 5362 (2003)
231. Gregory I S et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 034106 (2005)
232. Drysdale T D et al. *Microelectron. Eng.* **73–74** 441 (2004)
233. Némec H et al. *Opt. Lett.* **30** 549 (2005)
234. Li J *Opt. Commun.* **283** 2647 (2010)
235. Villa F, Gaspar-Armenta J A *Opt. Express* **12** 2338 (2004)
236. Jacob D K, Dunn S C, Moharam M G *Appl. Opt.* **41** 1241 (2002)
237. Mendis R et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 131106 (2010)
238. Zhao Y, Grischkowsky D *Opt. Lett.* **31** 1534 (2006)

Physical principles of filtration and the design of terahertz radiation filters

A.K. Kaveev^{(1,*), G.I. Kropotov⁽²⁾}

⁽¹⁾ Ioffe Institute, ul. Politekhicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

⁽²⁾ Tydex LLC, ul. Domostroitel'naya 16, 194292 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: ^(*) kaveev@mail.ioffe.ru

Present review examines the basic physical principles of operation of terahertz radiation filters. The main types of filters are presented, namely, based on absorbing/scattering materials, metamaterials (frequency-selective surfaces), interference, polarization, and some exotic types. The basic principles of calculating the filters transmission based on matrix methods are described, as well as based on solving Maxwell's equations. The areas of application of THz filters are listed.

Keywords: THz, cutoff filters, high-pass filters, band-pass filters, notch filters, absorption, metamaterials, frequency-selective surface

PACS numbers: **07.57. – c**, 42.25.Ja, 42.81.Gs

Bibliography — 238 references

Received 16 March 2025, revised 9 November 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (2) 182–204 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (2) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.11.040059>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.11.040059>